COMPTES RENDUS

DES SÉANCES

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 6 JANVIER 1958.

PRÉSIDENCE DE M. Léon BINET, PUIS DE M. Paul MONTEL,

M. le **Président** annonce le décès, survenu à Paris, le 1er janvier 1958, de M. **Louis Blaringhem**, Membre de la Section de Botanique. Il invite l'Académie à se recueillir en silence en signe de deuil.

L'allocution nécrologique d'usage sera lue en la présente séance, par M. **Raoul Combes**.

M. **Léon Binet**, Président, fait connaître à l'Académie l'état où se trouve l'impression des Recueils qu'elle publie et les changements survenus parmi les Membres, les Associés étrangers et les Correspondants pendant le cours de l'année 1957.

État de l'impression des Recueils de l'Académie au 1er janvier 1958.

Comptes rendus des séances de l'Académie. — Les fascicules de l'année 1957 ont paru chaque semaine régulièrement.

Les Tables des tomes 240, 241, 242 et 243 (1er et 2e semestres des années 1955 et 1956) sont parues et ont été mises en distribution. Celles du tome 244 (1er semestre de 1957) sont partiellement composées, celles du tome 245 (2e semestre de 1957) sont sur fiches.

Le volume des Tables générales pour la période 1941-1955, *Auteurs*, est en préparation.

Notices et discours. — Le tome 3 est imprimé, il paraîtra prochainement.

Procès-verbaux des séances de l'Académie des Sciences, tenues depuis la fondation de l'Institut jusqu'au mois d'août 1835.

Un volume de Tables générales est à l'impression.

Annuaire de l'Académie. — L'Annuaire pour 1958 a paru; il est mis en distribution au cours de la présente séance.

Membres décédés depuis le 1er janvier 1957.

Section des Applications de la science à l'industrie. — M. **Robert Esnault-Pelterie**, le 6 décembre, à Nice.

Membres élus depuis le 1er janvier 1957.

Section de Botanique. — M. **Lucien Plantefol**, le 13 mai, en remplacement de M. **Auguste Chevalier**, décédé.

Section d'Économie rurale. — M. **Maurice Fontaine**, le 25 février, en remplacement de M. **André Mayer**, décédé.

Membres non résidants. — M. **Léon Moret**, le 25 novembre, à Grenoble, en remplacement de M. **Luc Picart**, décédé.

Associés étrangers. — M. **Francesco Severi**, le 18 février, à Rome, en remplacement de M. **Albert Einstein**, décédé;

— M. **André Cournand**, le 18 février, à New York, en remplacement de M. **Walter Sydney Adams**.

Membres à remplacer.

Section des applications de la science à l'industrie. — M. **Robert Esnault-Pelterie**, mort à Nice, le 6 décembre 1957.

Correspondants décédés depuis le 1er janvier 1957.

Pour la Section d'Astronomie. — M. **Henry Norris Russell**, le 18 février, à Princeton (New Jersey);

— M. **Carl Størmer**, le 13 août, à Oslo.

Pour la Section de Physique. — Sir **John Townsend**, le 16 février, à Oxford (Angleterre).

Pour la Section de Chimie. — M. **Paul Walden**, le 22 janvier, à Gammertingen (Wurtemberg).

Correspondants à remplacer.

Pour la Section d'Astronomie. — M. **Henry Norris Russell**, mort à Princeton, (New Jersey) le 18 février 1957;

— M. **Carl Størmer**, mort à Oslo, le 13 août 1957.

Pour la Section de Botanique. — M. **Charles Killian**, le 27 janvier, à Récife (Brésil);

— M. **René de Litardière**, le 24 octobre, à Mazières-en-Gâtine (Deux-Sèvres).

Pour la Section de Zoologie. — M. **Paul de Peyerimhoff de Fontenelle**, le 8 janvier, à Paris;

Pour la Section de Médecine et Chirurgie. — M. **Jean Giaja**, le 1er octobre, à Belgrade;

— M. **Louis Gallavardin**, le 2 décembre, à Lyon.

Pour les Sections des Académiciens libres et des applications de la science à l'industrie. — **Lord Cherwell of Oxford**, le 3 juillet, à Oxford (Angleterre);

— M. **Irving Langmuir**, le 16 août, à Falmouth (Massachusetts).

Correspondants élus depuis le 1er janvier 1957.

Pour la Section de Géométrie. — M. **Salomon Lefschetz**, le 25 novembre, à Princeton (New Jersey), en remplacement de Sir **Edmund Whittaker**, décédé;

— M. **John Edensor Littlewood**, le 25 novembre, à Cambridge (Angleterre), en remplacement de M. **Maurice Fréchet**, élu membre de la section.

Pour la Section de Physique. — M. **Victor Frederick Weisskopf**, le 1er juillet, à Cambridge (Massachusetts), en remplacement de M. **Robert Andrews Millikan**, décédé;

— M. **Dmitry Skobeltzyne**, le 1er juillet, à Moscou, en remplacement de M. **Georges Reboul**, décédé;

— M. **Auguste Rousset**, le 1er juillet, à Bordeaux, en remplacement de M. **René de Mallemann**, élu membre non résidant.

Pour la Section de Chimie. — M. **Max Mousseron**, le 1er juillet, à Montpellier, en remplacement de M. **Charles Courtot**, décédé;

— M. **Albert Tian**, le 1er juillet, à Marseille, en remplacement de M. **Paul Walden**, décédé;

Pour la Section de Géologie. — M. **André Duparque**, le 18 février, à Lille, en remplacement de M. **Pierre Pruvost**, élu Membre de la section;

— M. **Bernard Peyer**, le 18 février, à Zurich, en remplacement de Sir **Lawrence Bragg**, élu Associé étranger.

Pour la Section de Médecine et Chirurgie. — M. **Paul Santy**, le 18 mars, à Lyon, en remplacement de M. **Léon Bérard**, décédé.

Pour les Sections des Académiciens libres et des applications de la science à l'industrie. — M. **Balthasar Van der Pol**, le 6 mai, à Eindhoven (Pays-Bas);
— M. **Édouard Houdremont**, le 6 mai, à Essen (Allemagne).

Pour la Section de Physique. — Sir **John Townsend**, mort à Oxford (Angleterre), le 15 février 1957.

Pour la Section de Géologie. — M. **Gaston Delépine**, élu Membre non résidant, le 19 novembre 1956;
— M. **Léon Moret**, élu Membre non résidant, le 25 novembre 1957.

Pour la Section de Botanique. — M. **Charles Killian**, mort à Récife (Brésil), le 27 janvier 1957;
— M. **René de Litardière**, mort à Mazières-en-Gâtine (Deux-Sèvres), le 24 octobre 1957.

Pour la Section de Zoologie. — M. **Paul de Peyerimhoff de Fontenelle**, mort à Paris, le 2 janvier 1957.

Pour la Section de Médecine et Chirurgie. — M. **Jean Giaja**, mort à Belgrade, le 1er octobre 1957;
— M. **Louis Gallavardin**, mort à Lyon, le 2 décembre 1957.

Pour la Section des Académiciens libres et des applications de la science à l'industrie. — Lord **Cherwell of Oxford**, mort à Oxford (Angleterre), le 3 juillet 1957;
— M. **Irving Langmuir**, mort à Falmouth (Massachusetts) le 16 août 1957.

M. **Léon Binet**, Président sortant s'exprime en ces termes :

Mes chers Confrères,

Il y a deux ans, vous m'avez fait l'honneur de m'appeler à un siège — provisoire — de votre bureau : mon mandat s'achève aujourd'hui et je voudrais vous remercier très vivement pour la grande satisfaction éprouvée ici même.

Satisfaction de voir de près à l'œuvre nos deux secrétaires perpétuels, M. Louis de Broglie et M. Robert Courrier dont j'ai admiré la sagesse, la compétence, l'activité.

Satisfaction d'avoir été en amicale coopération, hier avec M. Armand de Gramont, aujourd'hui avec M. Paul Montel.

Satisfaction d'observer le travail de nos archivistes, M. et Mme Pierre Gauja et de nos secrétaires de séance, MM. Gérard Petiau et Didier Bertrand, tous réalisant cet effort d'équipe qui aboutit à l'impression rapide de nos *Comptes rendus*.

J'ai la joie d'offrir mon fauteuil à M. Paul Montel dont tous admirent la jeunesse et la science et je demande à M. Albert Portevin, l'éminent métallographe, de venir prendre le fauteuil de vice-président.

Peut-être me permettrez-vous, avant de partir, d'annoncer qu'à la tristesse de vous quitter, existe le plaisir ressenti en adressant à tous ceux qui ont amélioré d'une façon étonnante notre salle de réunion — et en leur adressant notre propre gratitude.

J'ai aussi le devoir de vous faire part que ces jours prochains, de nouveaux timbres postaux officiels vont rendre hommage à la mémoire de quatre membres disparus de notre Académie des Sciences : l'aliéniste Pinel, un médecin Fernand Widal, un microbiologiste Charles Nicolle, un chirurgien René Leriche. Ces nouvelles images s'ajouteront à celle récemment consacrée au centième anniversaire de la Société des Amis des sciences et de la mort de son fondateur le chimiste Thenard ainsi qu'au timbre émis, il y a peu de temps, par la Principauté de Monaco en hommage à Charles Richet et Paul Portier; autant de manifestations qui font honneur à notre Compagnie et particulièrement à notre Section de Médecine et Chirurgie.

En prenant la Présidence, M. **Paul Montel** s'exprime en ces termes.

Mes chers Confrères,

Vous m'avez revêtu de la dignité présidentielle. Il vous a paru qu'un stage de vingt ans au sein de notre Compagnie conférait assez d'expérience et de maturité, sinon pour diriger vos débats, du moins pour les ordonner. Je vous en exprime ma profonde gratitude.

A la vérité, la position du Président de cette Académie est solidement étayée par nos Secrétaires perpétuels, MM. de Broglie et Courrier. Mentors bienveillants et discrets, ils le maintiennent dans le droit chemin et lui évitent les faux pas. Ils sont l'âme de notre Maison et en perpétuent la grandeur. Nous ne leur serons jamais assez reconnaissants pour la tâche qu'ils accomplissent, souvent dans l'ombre et le silence.

Votre Président est aidé aussi par nos Secrétaires-archivistes, M. et Mme Gauja, dont la bonne grâce souriante est inépuisable et par nos Secrétaires de rédaction, MM. Petiau et Bertrand, animateurs infatigables de nos *Comptes rendus* hebdomadaires.

Notre Président sortant, M. Léon Binet, a rempli ses fonctions avec un éclat dont je demeure un peu aveuglé. A défaut de sa grande autorité, je m'efforcerai de profiter des leçons de courtoisie et de bienveillance que j'ai prises à ses côtés.

J'aurai près de moi notre Confrère Portevin à qui m'unissent des

liens d'amitié noués au début de la dernière guerre. Notre Confrère Raoul Dautry, alors Ministre de l'Armement, avait réalisé cette coopération des savants alliés qu'on cherche actuellement à rétablir. Il avait créé la Mission franco-britannique que j'ai eu l'honneur de diriger. Elle était chargée d'associer, pour les recherches relatives à la guerre, les efforts des savants des deux côtés de la Manche. Quand il s'est agi de grouper les métallurgistes, techniciens et scientifiques, une délégation fut envoyée à Londres dont le Président unanimement désigné était M. Portevin.

Malgré ce concours de bonnes volontés, une inquiétude m'est venue, née de la nature même de ma spécialité. Sans doute, son séjour continuel au sein de l'abstraction, dans une région dépendant d'un petit nombre de paramètres, gêne l'adaptation du mathématicien à la vie concrète où le nombre des variables est immense, où les nuances et les demi-teintes jouent un grand rôle. Il y a plus : un travail remarquable, préparé sous la direction d'un éminent psychiâtre et présenté l'an dernier à la Faculté de Médecine de Paris, étudie la « Psychopathologie de l'esprit mathématique et du mathématicien » et ses conclusions, reposant sur un nombre important d'observations cliniques, de consultations, de biographies, sont inquiétantes pour les géomètres. Elles aboutissent au classement des mathématiciens dans une zone morbide qui va de l'obsédé léger au délirant caractérisé. En particulier, la pensée réflexive, critique, systématique, méthodique qui est à la base du mouvement axiomatique actuel est, à bien des égards, comparable à la pensée obsessionnelle très connue des psychiâtres. Une seule idée réconfortante surgit à propos des tests pour l'examen de la détérioration mentale avec l'âge. « Le déclin, écrit l'auteur, est très lent chez ceux qui ont atteint un niveau élevé, ce qui explique que les mathématiciens, spécialement les plus célèbres, conservent leur intelligence à un âge avancé comme le constatait déjà Möbius. » Peut-être aussi le souvenir d'hommes qui, comme Paul Painlevé et Émile Borel, furent à la fois de puissants mathématiciens et de grands serviteurs du pays peut-il nous apporter un grand encouragement.

Vous seriez surpris, mes Chers Confrères, si je ne faisais à mon tour, appel au silence au cours de nos séances, appel toujours proféré et jamais entendu. On s'en est généralement pris aux auditeurs. Je crois que les orateurs ont une part de responsabilité dans la rumeur qui enrobe leurs propos. Ils entrent parfois dans un sujet ardu sans le faire précéder d'un préambule qui forcerait l'attention des non-spécialistes. Ils emploient quelquefois un langage ésotérique et même des sigles inconnus alors que tout peut être exprimé ou au moins résumé dans le langage courant. C'est en se servant du vocabulaire des honnêtes gens que Racine a décrit

les nuances les plus délicates de la sensibilité et Henri Poincaré, les formes les plus complexes de la pensée.

La difficulté principale vient de la science elle-même, de la rapidité de son développement, de son morcellement incessant. Notre tour d'ivoire se transforme fatalement en tour de Babel. Les grands Congrès internationaux embrassant une vaste discipline perdent peu à peu de leur intérêt. A leur place se multiplient les colloques limités à une branche particulière ou à un groupe de pays que rapprochent des formes voisines de pensée.

Seule la courtoisie peut réussir à mettre une sourdine à ces conversations particulières pourtant bien instructives quelquefois. Peut-être aussi, comme l'indiquait mon prédécesseur, pourrait-on éviter que notre salle de séances ne serve dans toute sa longueur de lieu de passage à des visiteurs qui transforment nos orateurs en prédicants de jardins publics.

Une question qui se présente nécessairement à l'esprit de votre Président concerne le rôle de notre Académie et son utilité sociale. Notre Confrère Anatole France a écrit dans *Le jardin d'Épicure* : « Les vieillards tiennent beaucoup trop à leurs idées. C'est pourquoi les naturels des îles Fidji tuent leurs parents quand ils sont vieux. Ils favorisent ainsi l'évolution tandis que nous en retardons la marche en faisant des Académies. » Il me semble que cette appréciation est trop sévère, en particulier pour l'Académie des Sciences. La masse imposante et toujours en expansion de nos *Comptes rendus* que le monde scientifique réclame avidement ne répand-elle pas impartialement toutes les découvertes scientifiques nouvelles, leurs transformations, leurs conséquences ? Les prix et les subventions que nous accordons ne servent-ils pas de ferment puissant pour la recherche ? Le soin que nous apportons à la désignation de titulaires pour les postes importants dans nos grands foyers scientifiques n'a-t-il pas pour effet d'attirer vers la science le plus d'esprits créateurs ?

Sans doute certaines théories ont rencontré parfois d'ardents contradicteurs ou, ce qui est pis, une parfaite indifférence. Mais l'incompréhension est elle aussi une servante de la science car elle provoque de nouvelles recherches, des expériences cruciales, la préparation d'arguments plus convaincants. L'incompréhension est féconde comme l'erreur dont elle constitue l'une des formes. Le rôle bienfaisant de l'erreur n'est contesté par personne et notre Confrère Jules Romains a fait élever une statue à l'erreur scientifique sur une place publique de la ville qu'il a fondée. Huyghens écrivait en 1668 : « La quadrature du cercle a fait trouver tant de belles choses aux géomètres que, afin qu'ils ne soient pas privés d'un exercice si utile, je suis d'avis de défendre la possibilité d'y parvenir ». Il en a été de même pour le postulat d'Euclide et pour ces séries diver-

gentes, dont Henri Poincaré a révélé le mécanisme, qui ont rendu de grands services aux astronomes parce qu'on les croyait convergentes comme paraissait le montrer l'examen des premières sommes partielles.

Dans ses lettres à George Sand, Gustave Flaubert soutient que le gouvernement d'un pays doit être confié à une section de l'Institut, que l'Académie des Sciences doit se substituer à la plus haute autorité morale. Je crains qu'il n'y ait dans ces propos quelque exagération. Je crois que la vérité trouve sa place entre l'affirmation de Flaubert et la boutade de France et que notre Compagnie n'a mérité : « ni cet excès d'honneur ni cette indignité ». La sagesse consiste sans doute à remplir simplement notre tâche avec le souci constant de servir la science que nous aimons passionnément, d'aider ceux qui viennent à elle, ceux qui pratiquent le culte des valeurs de l'esprit et qu'anime un amour inébranlable pour la vérité.

Je donne la parole à M. **Raoul Combes** pour la lecture de sa Notice nécrologique sur M. **Louis Blaringhem**.

Notice nécrologique sur Louis Blaringhem,

par M. **Raoul Combes**.

Notre confrère **Louis Blaringhem** s'est éteint dans la nuit du 31 décembre au 1er janvier, à l'âge de 79 ans. Il était membre de notre Compagnie depuis trente ans, ayant succédé en 1928 à Léon Guignard dans la Section de Botanique.

Fils et petit-fils d'agriculteurs, il était né le 1er février 1878, dans un village des Flandres, près de Béthune, à Locon, où il passa toute sa jeunesse.

A la fin de ses études secondaires il vient à Paris, se présente en 1898 aux concours de l'École Normale supérieure et de l'École Polytechnique, est reçu aux deux et choisit l'École Normale. Il y passe quatre années, de 1899 à 1903, à préparer la licence ès sciences, puis l'agrégation des Sciences naturelles; il obtient la première en 1902 et la seconde en 1903. Il y assure ensuite, jusqu'en 1907, les fonctions d'agrégé-préparateur de Géologie, puis de Botanique. Au cours de cette période il prépare sa thèse de doctorat qu'il soutient en 1907.

En cette même année il est chargé d'un cours de Biologie agricole à la Faculté des Sciences de Paris, et deux ans plus tard Émile Roux lui confie les fonctions de chef de service à l'Institut Pasteur, avec la direction de l'Arboretum de la Maulévrie, près d'Angers.

En 1912 il est nommé professeur d'Agriculture au Conservatoire des Arts et Métiers et occupe cette chaire jusqu'en 1922. Il revient alors à la Sorbonne comme maître de conférences de Botanique, délégué à l'École Normale, où il est chargé de la préparation des élèves à l'agrégation des Sciences naturelles.

Enfin en 1930 il est nommé professeur titulaire à la Sorbonne, dans une chaire à titre personnel qu'il occupe jusqu'à sa retraite en 1949.

Parmi les maîtres auxquels il devait sa formation scientifique, deux biologistes exercèrent sur l'orientation de ses recherches et sur l'ensemble de sa carrière une influence décisive : Alfred Giard, dont il reçut l'enseignement à la Sorbonne, et Julien Costantin, qui fut son professeur à l'École Normale. Il devait aussi beaucoup à Émile Roux, directeur de l'Institut Pasteur. Pour ces trois hommes il conserva pendant toute sa vie des sentiments profonds de respectueuse admiration et d'affectueuse reconnaissance.

Louis Blaringhem débuta dans la recherche scientifique en 1902, à la fin de sa préparation de la licence ès sciences. Le biologiste hollandais Hugo De Vries venait de proposer une nouvelle théorie de l'évolution des êtres, la théorie dite des mutations ou des variations brusques. Comme conclusion d'une série de recherches sur la descendance d'une population de plantes appartenant au genre *Œnothera*, il défendait l'idée que les êtres peuvent varier par la brusque apparition, dans leur descendance, d'un ou de plusieurs individus possédant des caractères nouveaux pour l'espèce et pouvant se perpétuer sans altération par reproduction sexuée. Le savant hollandais attribuait à la vieillesse de l'espèce ou à quelque autre phénomène interne mal défini le pouvoir de déterminer cette crise de mutabilité, et il insistait sur la périodicité de ces phénomènes ainsi que sur l'indépendance des mutations et des facteurs du milieu extérieur.

La publication de la théorie de Hugo De Vries eut un retentissement considérable dans le monde des biologistes. Alfred Giard, qui avait été l'un des premiers, en France, à propager et à défendre les idées transformistes, acceptait volontiers, dans la théorie des mutations, l'idée d'une variation des espèces par apparitions brusques de caractères nouveaux mais, lamarckien convaincu, il se refusait à admettre que ces phénomènes fussent exclusivement d'origine interne, et indépendants des actions exercées par le milieu.

Deux autres maîtres de Louis Blaringhem, Julien Costantin et Gaston Bonnier, adoptaient des positions analogues. Depuis vingt ans ils poursuivaient l'étude expérimentale de l'action du milieu extérieur sur la forme et la structure des végétaux. Leurs travaux relatifs à l'action exercée par le milieu aquatique, le climat alpin, leur avaient permis de mettre en évidence la remarquable plasticité des formes et des structures végétales

sous l'action des variations du milieu. Autour d'eux s'était constituée une école très active, qui avait rapidement accumulé une abondante récolte de données nouvelles sur les possibilités de variation des plantes sous l'action de divers facteurs du milieu. Les transformations ainsi provoquées chez les individus étaient si profondes qu'il était impossible aux expérimentateurs d'admettre que des actions externes convenablement choisies, suffisamment puissantes, et appliquées à des stades du développement favorables, fussent incapables d'exercer des effets assez intenses pour se prolonger dans la descendance et déclencher la variation de l'espèce. Bonnier, Costantin et leurs élèves demeuraient donc, comme Alfred Giard, fidèles à la pensée de Lamarck, sans toutefois repousser la notion de mutation.

Telles étaient les idées que développaient, au début de ce siècle, les maîtres de la Biologie à la Sorbonne et à l'École Normale. Elles faisaient l'objet des méditations du jeune Blaringhem lorsqu'il se préparait à aborder la recherche scientifique. Les hasards de promenades dans les champs de son village natal, au cours des vacances, allaient lui fournir l'occasion de prendre une part active à la solution des grands problèmes qui le captivaient.

En observant un champ de maïs, son attention fut attirée sur des pieds présentant des anomalies de l'inflorescence terminale; certains des épillets mâles étaient métamorphosés en épillets femelles fertiles. L'examen de l'ensemble du champ, la localisation des pieds anormaux en bordure des parcelles, le conduisirent à la conviction que les causes des anomalies étaient des mutilations. Il récolte des grains sur les inflorescences anormales, en étudie la structure et, dès l'année suivante, commence une série d'expériences qui devaient le conduire cinq ans plus tard à une thèse de doctorat des plus brillantes.

Au cours de ces cinq années il démontre expérimentalement que les traumatismes opérés sur le Maïs de Pensylvanie peuvent provoquer l'apparition de monstruosités diverses et notamment d'anomalies florales. Il fait une analyse méthodique des phénomènes, définissant les degrés dans les mutilations et les intensités dans les anomalies, mettant en évidence les causes physiologiques immédiates de ces dernières, et par une étude statistique il établit la loi de la métamorphose des inflorescences. D'autre part, il étudie la descendance des plantes traumatisées et il constate que, dans certains cas, les monstruosités sont héréditaires. Il obtient ainsi la fixation de quatre formes de Maïs nouvelles dont les graines furent distribuées en France et à l'étranger pour contrôle. Enfin il montre la généralité du phénomène en étendant son expérimentation à 58 variétés de Maïs, puis à des plantes appartenant à d'autres familles.

En créant ainsi des races nouvelles par mutilation d'organes végétatifs

Blaringhem donne la preuve que l'hérédité de l'espèce ne dépend pas seulement, comme le croyait Hugo De Vries, des facteurs internes, mais que le milieu ambiant, et l'homme en particulier, ont le pouvoir de provoquer et de stabiliser des états divers, qui ne se produiraient qu'exceptionnellement dans la nature et ne pourraient se maintenir. Il démontre que l'adaptation lamarckienne des éléments sexuels à de nouvelles conditions de vie a le pouvoir de provoquer l'apparition d'êtres nouveaux dont la descendance peut être perpétuée sans variations. Et il conclut en proposant une théorie de l'origine des espèces qui tienne compte de ces faits : la mutation déclenchée par les changements de milieu.

Depuis cette époque, de multiples confirmations ont été apportées aux conclusions formulées par Louis Blaringhem. La production expérimentale de mutations est devenue de pratique courante. L'application de substances chimiques très actives, l'action de diverses radiations : rayons X, radiations de corps radioactifs sont aujourd'hui communément utilisées pour provoquer des désordres dans la matière vivante des individus, et produire des mutations de lignées.

Hugo De Vries fut naturellement l'un des premiers à s'intéresser aux résultats qu'obtenait Blaringhem sur les Maïs et, à partir de 1905, le jeune généticiste était cordialement accueilli chaque année au Jardin botanique d'Amsterdam par le fondateur de la théorie des mutations, auprès de qui il étudiait les nouvelles races d'Œnothères nées de variations brusques.

En France, les techniciens de l'Agriculture se montraient également très attentifs à ces recherches et, sous la pression de certains d'entre eux, Louis Blaringhem était contraint d'aborder un autre chapitre de la Génétique, celui de la sélection appliquée à l'amélioration des plantes cultivées. En 1904, la Société d'encouragement de la culture des orges de brasserie en France sollicitait en effet son aide pour améliorer la production des orges. Le principal caractère recherché dans la fabrication du malt était la régularité de germination des semences. Louis Blaringhem se prépare à ce nouveau travail en allant faire un stage en Suède, au Laboratoire d'essais de semences de Svalöf, dirigé par Hjalmar Nillson, qui avait mis au point les nouvelles méthodes de sélection généalogiques. Rentré à Paris, il entreprend de les appliquer à des orges originaires de diverses régions de la France. Cinq ans plus tard, il était parvenu à isoler de nombreuses lignées pures parmi lesquelles 16 furent retenues, adaptées chacune à un climat ou à un sol déterminé : Champagne sèche, Champagne fertile, Aube, Indre, Nord, départements du Midi. En 1930, toutes les orges de brasserie cultivées en France provenaient des lignées sélectionnées par Blaringhem et ses collaborateurs.

En 1914, le 3 août, Louis Blaringhem est mobilisé; il prend part à la bataille de l'Yser avec les fusiliers marins, puis aux combats de Douai,

de Mont-Saint-Éloi et de Pervyse en 1914, à celui de Nieuport en 1915. Il est cité à l'ordre du régiment en janvier 1916, reçoit la croix de guerre et, en 1918, il est inscrit au tableau de la Légion d'honneur à titre militaire.

En 1918, détaché au Service des fabrications de l'aviation, ses compétences de biologiste permirent de résoudre certains problèmes très importants pour la défense nationale. Au moment où les disponibilités en bois de Noyer, considéré alors comme le seul bois convenant à la fabrication des hélices d'avions, ne suffisaient plus à satisfaire les besoins des usines, Blaringhem mit au point une méthode permettant de rendre aptes à l'usage envisagé des arbres, l'Orme par exemple, qui normalement sont inutilisables. Cette méthode consistait à provoquer chez ces arbres un vieillissement accéléré par injection d'un fixateur, le bichromate de soude. Les arbres soumis à ce traitement fournissaient dans un délai très court, trois mois après l'abattage, un bois sain, parfaitement propre à la fabrication des hélices, dont la souplesse était conservée, où fibres et parois cellulaires ligneuses étaient demeurées intactes.

Démobilisé en juin 1919, il reprend ses recherches de Génétique. Sollicité par le Syndicat des rouisseurs et teilleurs du Nord, il entreprend sur les Lins à fibres une expérimentation analogue à celle qui lui avait si bien réussi sur les orges. En quelques années, il parvient à sélectionner six lignées qui sont aussitôt distribuées aux producteurs.

Parallèlement à ses recherches sur le mécanisme des mutations et à ses travaux de sélection, Blaringhem a mené à bien d'importantes études dans un troisième domaine de la Génétique, celui de l'hybridation. On lui doit de très pénétrantes recherches sur les lois de la transmission des caractères dans les hybrides. Il remit en honneur l'œuvre à peu près oubliée de Charles Naudin. Parvenu à une remarquable habileté dans la délicate technique des croisements, il réalisa, cultiva et étudia une quantité considérable d'hybrides, surtout dans le groupe des céréales.

Parmi les autres questions de Biologie végétale qui ont fait l'objet de ses recherches, signalons les phénomènes de xénie, les caractères d'infantilisme chez les plantes cultivées, et en particulier chez les hybrides, le polymorphisme floral, la thermogénèse chez les végétaux.

Dans la longue liste de ses publications — plus de 300 — rappelons son livre *Mutations et traumatismes*, paru en 1908; sa traduction, la même année, de l'Ouvrage de De Vries, *Espèces et variétés*, puis *Les transformations brusques des êtres vivants*, en 1911; *Le perfectionnement des plantes*, en 1913; *Les problèmes de l'hérédité expérimentale*, en 1919; *Pasteur et le transformisme*, en 1923; *Principes et formules de l'hérédité mendélienne*, en 1928.

Pendant 55 ans Louis Blaringhem, biologiste passionné et enthousiaste,

habile expérimentateur, riche d'une vaste érudition, servie par une mémoire remarquable, en même temps qu'il participait par son enseignement à la formation scientifique de plusieurs générations d'étudiants, s'est consacré à l'étude des grands problèmes de Génétique et, par ses découvertes, a joué un rôle important dans l'évolution de cette Science; en outre, par la partie de son œuvre relative aux applications de la Génétique il a efficacement contribué aux progrès de l'Agriculture.

Louis Blaringhem avait été élu Président de notre Compagnie pour l'année 1947. Il était commandeur de la Légion d'honneur.

L'Académie des Sciences s'associe respectueusement à la douleur de sa fille, Mme Galleron-Blaringhem et lui offre, ainsi qu'à sa famille, l'hommage de sa profonde sympathie.

M. le **Ministre de l'Éducation nationale, de la jeunesse et des sports** adresse ampliation du décret, en date du 18 décembre 1957, portant approbation de l'élection que l'Académie a faite de M. **Léon Moret**, pour occuper, dans la Section des Membres non résidants, la place vacante par le décès de M. *Luc Picart*.

Il est donné lecture de ce décret.

M. le **Secrétaire perpétuel** dépose sur le Bureau le tome XV, 2e série, des *Œuvres d'Euler*, publiées sous les auspices de la Société Helvétique des sciences naturelles.

M. **Arnaud Denjoy** fait hommage à l'Académie d'un ouvrage de Sophie Piccard intitulé : *Sur les bases des groupes d'ordre fini*, dont il a écrit la *Préface*.

M. **John Edensor Littlewood** adresse à l'Académie une collection de tirages à part de ses travaux de mathématiques.

DÉSIGNATIONS.

M. **Maurice Fréchet** est adjoint à la délégation précédemment désignée pour représenter l'Académie aux Cérémonies qui auront lieu à Amsterdam, du 6 au 9 mai 1958, à l'occasion du cent cinquantième anniversaire de la fondation de l'**Académie Royale Néerlandaise des sciences et des lettres**.

CORRESPONDANCE.

M. le **Ministre de l'Éducation nationale, de la jeunesse et des sports** invite l'Académie à lui présenter une liste de candidats :

1° à la place de Membre titulaire du Bureau des Longitudes, vacante par la mort de M. *Guillaume Grandidier;*

2° à la Chaire de chimie appliquée aux Corps organisés du Muséum national d'Histoire naturelle, vacante par la mort de M. *Sannié.*

(Renvoi pour la première de ces places à la division des sciences mathématiques et physiques, pour la seconde à la section de chimie.)

MM. **Robert Genty** et **Edmond Sergent** adressent des remercîments pour les distinctions accordées à leurs travaux.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Une série de tirages à part des travaux de botanique de M. Walter Robyns et des Notices sur *Auguste Chevalier* (1873-1956) et *Émile De Wildeman* (1866-1947);

2° *Peut-on fonder une morale de la Science ?* Enquête de Henri Corbière, in *L'Age nouveau*; *idées, lettres et arts;*

3° Université de Paris. *Les Conférences du Palais de la Découverte.* Série A, n° 231 ;

4° Office national interprofessionnel des céréales. (Service technique). *Conservation des céréales. Grain sain et thermodynamique.* Conférence du 3 mai 1955 à l'Institut national agronomique, faite par M. Pierre Schribaux;

5° Académie des sciences de Bielorussie. *Doklady Akademii nauk B. S. R. R.* 1957. Tom I, n°s 1, 2.

LOGIQUE. — *Les ensembles récursivement ouverts ou fermés, et leurs applications à l'Analyse récursive.* Note (*) de M. **Daniel Lacombe**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Définitions d'un ensemble récursivement ouvert et d'un ensemble récursivement fermé. Propriétés de ces ensembles. Équivalence entre la notion d'ensemble récursivement fermé non vide et la notion d' « ensemble des abscisses où une fonction réelle récursive prend sa valeur maximum ». Démonstration de deux résultats relatifs à cette dernière notion.

1. *Notations.* — Nous désignerons par $\mathbf{Q}$ l'ensemble des nombres rationnels, par $\mathbf{R}$ l'ensemble des nombres réels, par $\mathbf{S}$ le segment réel $[0,\ 1]$, et par $\mathbf{\Omega}$ l'ensemble des intervalles ouverts de $\mathbf{S}$ à extrémités rationnelles ([1]). $\mathbf{Q}$ et $\mathbf{\Omega}$ sont supposés munis chacun d'une numérotation biunivoque et récursive.

Soit E un sous-ensemble quelconque de $\mathbf{S}$. Nous désignerons par $\mathbf{Int}(E)$ le sous-ensemble de $\mathbf{\Omega}$ ainsi défini : $\omega \in \mathbf{Int}(E) \rightleftharpoons \overline{\omega} \subset E$ ($\overline{\omega}$ étant l'adhérence de ω).

Soit f une application continue de $\mathbf{S}$ dans $\mathbf{R}$. Nous désignerons par $\mathbf{Max}(f)$ l'ensemble constitué par les abscisses des maximums absolus de f :

$$x \in \mathbf{Max}(f) \rightleftharpoons (t)\{t \in \mathbf{S} \rightarrow [f(t) \leqq f(x)]\}.$$

2. *Définitions.* — Soit E un sous-ensemble de $\mathbf{S}$. Nous dirons que E est *récursivement ouvert* s'il existe un sous-ensemble récursivement énumérable Φ de $\mathbf{\Omega}$ (les éléments de Φ pouvant éventuellement empiéter) tel qu'on ait $E = \bigcup_{\omega \in \Phi} \omega$.

Un sous-élément de $\mathbf{S}$ sera dit *récursivement fermé* si son complémentaire par rapport à $\mathbf{S}$ est récursivement ouvert.

3. On démontre immédiatement les deux théorèmes suivants :

THÉORÈME I. — *L'intersection de deux ensembles récursivement ouverts est un ensemble récursivement ouvert.*

THÉORÈME II. — *La réunion d'une suite récursive d'ensembles récursivement ouverts est un ensemble récursivement ouvert.*

4. THÉORÈME III. — *Soit E un sous-ensemble ouvert de $\mathbf{S}$. Pour que E soit récursivement ouvert, il faut et il suffit que $\mathbf{Int}(E)$ soit récursivement énumérable.*

Démonstration. — La condition est suffisante, car on a $E = \bigcup_{\omega \in \mathbf{Int}(E)} \omega$. La condition est nécessaire ; en effet, soit Φ le sous-ensemble récursivement énumérable de $\mathbf{\Omega}$ qui définit E ; d'après le théorème de Borel-Lebesgue, si $\overline{\alpha} \subset E$ il existe un sous-ensemble fini Ψ de Φ tel qu'on ait $\overline{\alpha} \subset \bigcup_{\omega \in \Psi} \omega$.

5. THÉORÈME IV. — *Tout point isolé d'un ensemble récursivement fermé est récursif* ([2]).

Démonstration. — Soit F un sous-ensemble récursivement fermé de $\mathbf{S}$, et soit E son complémentaire. Soit x un nombre réel, et soient a, b deux nombres rationnels, tels qu'on ait : $x \in F$; $[a,\ x[\subset E$; $]x,\ b] \subset E$.

Pour un élément q quelconque de $\mathbf{Q}$, on a alors :

$$q < x \rightleftharpoons [q \leqq a \quad \text{ou} \quad]a,\ q[\in \mathbf{Int}(E)\ ;$$
$$q > x \rightleftharpoons [q \geqq b \quad \text{ou} \quad]q,\ b[\in \mathbf{Int}(E).$$

Les ensembles $\mathbf{Q} \cap]-\infty,\ x[$ et $\mathbf{Q} \cap]x,\ +\infty[$ sont donc récursivement énumérables. Et par conséquent x est récursif.

6. Lemme. — *Soit f une fonction réelle récursive de p variables. Soit M le sous-ensemble de* $\mathbf{Q}^p$ (*ou de* $\mathbf{Q}^p \cap \mathbf{S}^p$ *si f n'est définie que sur* $\mathbf{S}^p$) *ainsi défini :* $(q_1, \ldots, q_p) \in M \rightleftharpoons f(q_1, \ldots, q_p) < 0$. *Alors M est récursivement énumérable.*

La démonstration est immédiate à partir de la définition des nombres réels récursifs et des fonctions réelles récursives.

Théorème V. — *Si f est une fonction réelle récursive définie sur* $\mathbf{S}$, *l'ensemble* $\mathbf{Max}(f)$ *est récursivement fermé.*

Démonstration. — Posons $g(x, y) = max\{f(t)\}_{x \leq t \leq y} - max\{f(t)\}_{t \in \mathbf{S}}$. On sait que cette fonction g est récursive ([3]).

Soit E le complémentaire de $\mathbf{Max}(f)$. On a : $]q, q'[\in \mathbf{Int}(E) \rightleftharpoons g(q, q') < 0$.

Il ne reste plus qu'à appliquer le lemme et le théorème III.

7. Théorème VI. — *Soit F un sous-ensemble récursivement fermé non vide de* $\mathbf{S}$. *Il existe une fonction réelle récursive f définie sur* $\mathbf{S}$ *telle qu'on ait* $F = \mathbf{Max}(f)$.

Démonstration. — Soit E le complémentaire de F. Par hypothèse, il existe une suite récursive (ω_n) d'éléments de $\mathbf{\Omega}$ telle qu'on ait $E = \bigcup_{0 \leq n < \infty} \omega_n$. Soit $\omega_n =]a_n, b_n[$.

Considérons la fonction réelle f_n définie sur $\mathbf{S}$ de la manière suivante : pour $x \notin]a_n, b_n[$, $f_n(x) = 2^{-n}$; pour $x = (a_n + b_n)/2$, $f_n(x) = 0$; f_n est linéaire sur $[a_n, (a_n + b_n)/2]$ et sur $[(a_n + b_n)/2, b_n]$.

Posons $f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n(x)$. La série (f_n) étant récursive et récursivement convergente, la fonction f est récursive ([4]). Or on a :

$$x \in F \Rightarrow f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} 2^{-n} = 2; \qquad x \in E \Rightarrow f(x) < 2.$$

Comme $F \neq \emptyset$ par hypothèse, on a bien $F = \mathbf{Max}(f)$.

8. S. C. Kleene a démontré le théorème suivant ([5]) :

Théorème VII. — *Il existe un sous-ensemble récursivement ouvert de* $\mathbf{S}$ *qui contient tous les nombres réels récursifs de* $\mathbf{S}$ *mais qui n'est pas identique à* $\mathbf{S}$.

9. Des théorèmes IV et V, on déduit un résultat classique sur les maximums isolés d'une fonction réelle récursive ([6]).

Des théorèmes VI et VII, on déduit l'existence d'une fonction réelle récursive définie sur $\mathbf{S}$ dont le maximum n'est atteint pour aucune abscisse récursive [résultat annoncé dans une Note précédente ([7])].

(*) Séance du 21 octobre 1957.

([1]) Il s'agit d'intervalles *ouverts sur* $\mathbf{S}$. Nous conviendrons donc que, pour $q \in \mathbf{Q} \cap \mathbf{S}$, on a $[0, q[\in \Omega$ et $]q, 1] \in \Omega$.

([2]) Ce résultat est manifestement lié à la compacité locale de $\mathbf{S}$. Un contre-exemple est fourni par l'espace $\mathbf{C}$ des fonctions continues définies sur $\mathbf{S}$ et à valeurs dans $\mathbf{R}$ (avec la

topologie de la convergence uniforme). **C** étant muni d'une base d'ouverts canoniques et canoniquement numérotée, on peut en effet définir un sous-ensemble récursivement fermé de **C** réduit à un seul élément, cet élément n'étant pas récursif. *Cf.* aussi Myhill, Communication au Colloque *Constructivity in Mathematics* (Amsterdam, 26-31 août 1957); *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1106.

(3) A. Grzegorczyk, *Fund. Math.*, 42, n° 1, 1955, p. 168-202; D. Lacombe, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 151, § 25, th. IX.

(4) *Cf.* D. Lacombe, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 838, § 4, th. II.

(5) S. C. Kleene, *Proc. Int. Congress of Math.*, 1, 1950, p. 679. Le théorème VIII est une conséquence immédiate de la dernière partie de cet article.

(6) Grzegorczyk, *loc. cit.*, p. 196, th. 4.

(7) D. Lacombe, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1250, § 9.

(*Institut Henri Poincaré, 11, rue Pierre-Curie, Paris, 5e.*)

THÉORIE DES NOMBRES. — *Sur l'approximation diophantienne des nombres réels.* Note de M. **Nikola Obrechkoff**, présentée par M. Paul Montel.

Nous allons démontrer le théorème suivant :

Soit a un nombre naturel et soit n un nombre naturel plus grand que a. Alors pour chaque nombre réel ω, *satisfaisant à la condition* $0 < \omega \leq a$, *il existe aux moins deux nombres entiers,* x, y, *non négatifs et tels qu'on ait*

$$|\omega x - y| \leq \frac{1}{\left[\dfrac{n-a}{a+1}\right] + 2} \qquad (0 < x + y \leq n). \tag{1}$$

Le signe d'égalité dans (1) *est atteint.*

Remarquons que par $[\alpha]$ on désigne le plus grand nombre entier qui ne surpasse pas le nombre réel α. Divisons alors n par $a+1$. On aura

$$n = (a+1)m + r,$$

où m est un nombre naturel et r est un des nombres $0, 1, 2, \ldots, a$. Si par δ on désigne la partie droite de (1) on trouve facilement que $\delta = 1/(m+1)$ si $r = 0, 1, 2, \ldots, a$ et que $\delta = 1/(m+2)$ si $r = a$. Désignons par S l'ensemble de tous les nombres rationnels p/q rangés par ordre de valeur croissante, dont le plus petit est le nombre $0/1$ et le plus grand est le nombre $a/1$ (une partie de la suite de Farey) en supposant encore que $(p, q) = 1$ et que $p + q \leq n$. Si p/q et p_1/q_1 sont deux nombres consécutifs de la suite S, on sait que $p_1 q - p q_1 = 1$. Considérons la suite des trois nombres

$$\frac{p}{q}, \quad \frac{p+p_1}{q+q_1}, \quad \frac{p_1}{q_1}.$$

Considérons d'abord le cas où $r < a$ et supposons $q + q_1 \leq m$.

Des inégalités évidentes $p/q < a$, $p_1/q_1 \leqq a$ on obtient $p + p_1 < a(q + q_1)$ et par suite on aura

$$p + p_1 + q + q_1 < (a + 1)(q + q_1] \leqq (a + 1)\, m \leqq n.$$

Donc la fraction $(p + p_1)/(q + q_1)$ appartient à la suite S et les nombres p/q et p_1/q_1 ne seront pas des membres consécutifs de la même suite. Nous aurons donc $q + q_1 \geqq m + 1$. Soit maintenant

$$(2) \qquad \frac{p}{q} \leqq \omega \leqq \frac{p + p_1}{q + q_1}.$$

De (2) on obtient

$$\omega - \frac{p}{q} \leqq \frac{p + p_1}{q + q_1} - \frac{p}{q} = \frac{1}{q(q + q_1)} \leqq \frac{1}{q(m + 1)},$$

$$|\omega q - p| \leqq \frac{1}{m + 1}.$$

Donc l'inégalité (1) sera satisfaite pour $x = q$ et $y = p$. Si

$$\frac{p + p_1}{q + q_1} < \omega \leqq \frac{p_1}{q_1},$$

on aura $|\omega q_1 - p_1| \leqq 1/(m + 1)$ et l'inégalité (1) sera satisfaite pour $x = q_1$ et $y = p_1$. Le cas où $r = a$, c'est-à-dire $\delta = 1/(m + 2)$ se traite de la même manière.

Montrons maintenant que dans (1) on a l'égalité pour le nombre $\omega = [a(m + 1) - 1/(m + 1)]$ dans le cas où le nombre r est plus petit que a.

En effet, supposons au contraire qu'il existe deux nombres entiers x et y, $x \geqq 0$, $y \geqq 0$, $0 < x + y \leqq n$, tels que l'on ait

$$\left| \frac{a(m + 1) - 1}{m + 1} x - y \right| < \frac{1}{m + 1}.$$

On obtient

$$|[a(m + 1) - 1]x - (m + 1)y| < 1$$

et, puisque la partie gauche est un nombre entier, on aura

$$(3) \qquad [a(m + 1) - 1]x - (m + 1)y = 0.$$

Mais alors de (3) on obtient $x = \lambda(m + 1)$, $y = \lambda[a(m + 1) - 1]$, où λ est un nombre entier naturel. Des dernières formules on tire

$$x + y \geqq (a + 1)(m + 1) - 1 > n,$$

ce qui est en contradiction avec la condition $x + y \leqq n$. De la même manière on démontre que dans le cas où $r = a$ dans (1) on a le signe d'égalité pour le nombre $\omega = [a(m + 2) - 1]/(m + 2)$.

NOMBRES ORDINAUX. — *Le problème restreint du continu et une conjecture de M. Denjoy.* Note de M. **Isaac Kapuano**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Propositions relatives au problème restreint du continu et qui se démontrent par des choix non dénombrables. L'axiome du choix peut toutefois être évité si l'*hypothèse* $\mathcal{D}$ suivante est vraie. *Il existe une loi* (*nombre* fini *de mots*) *faisant correspondre à tout ordinal* μ *de deuxième classe et de deuxième espèce une suite simple bien déterminée d'ordinaux* μ_i *qui tendent en croissant vers* μ.

Définition 1. — Soit $\mathcal{J}$ la suite de tous les entiers naturels et $v = \{n_k\}_{k\in\mathcal{J}}$ une suite d'entiers naturels n_k. Alors v sera dite *suite naturelle*. Soient $v_i = \{n_{ik}\}_{k\in\mathcal{J}}$ pour $i = 1$ ou 2, deux suites naturelles et supposons que pour presque tout k, $n_{2k} > n_{1k}$. On dira alors que v_2 *majore* v_1 en signes $v_2 (>) v_1$ ou que v_1 *minore* v_2 en signes $v_1 (<) v_2$.

Définition 2. — Soit $\psi = \{v_\mu\}_{\mu<\Omega}$ une suite bien ordonnée de $\Omega^{\text{ième}}$ type constituée de suites naturelles v_μ et supposons que, si $v_{\mu_1}, v_{\mu_2} \in \psi$ et $v_{\mu_2} \succ v_{\mu_1}$, alors $v_{\mu_2} (>) v_{\mu_1}$. On dira dans ces conditions que ψ *jouit de la propriété* $\mathcal{H}$. On sait qu'il existe une suite jouissant de la propriété $\mathcal{H}$ (¹).

Définition 3. — Soit $W = \{w_k\}_{k\in\mathcal{J}}$ une famille de suites naturelles $w_k = \{m_{ki}\}_{k\in\mathcal{J}}$ telles que pour tout k on ait $w_{k+1} (>) w_k$. Désignons génériquement, pour tout $k > 1$, par m_{ki_k} le premier élément de w_k tel que, si $j \geq i_k$, alors $m_{kj} > m_{k-1\,j}$. On dira alors que m_{ki_k} est l'*élément* W-*distingué de* w_k. Soit $w = \{m_{kl}\}_{k,l}$ (avec $m_{kl} \in w_k$) une suite naturelle comme suit : A. Si $m_{k',l'}$, $m_{k''l''} \in w$ et que $m_{k''l''} > m_{k'l'}$ alors $k'' \geq k'$ et $l'' > l'$ et de plus chacun des indices k et l parcourt tous les entiers naturels ; B. Si $m_{kl} \in w$ alors $l \geq i_k$.

Cela étant on dira que w est une *quasi-diagonale sur* W.

1. Soit $W = \{w_i\}_{i\in\mathcal{J}}$ une famille dénombrable de suites naturelles $w_i = \{m_{ik}\}_{k\in\mathcal{J}}$ telles que pour tout i on ait $w_{i+1} (>) w_i$. Soit $w = \{m_k\}_{k\in\mathcal{J}}$ une quasi-diagonale sur W. Dès lors : *a*. pour tout i on a $w (>) w_i$; *b*. il existe une suite $w' (<) w$ qui est également une quasi-diagonale sur W.

2. Soit $\psi = \{v_\mu\}_{\mu<\Omega}$ une famille bien ordonnée de $\Omega^{\text{ième}}$ type de suites naturelles v_μ. La condition Γ suivante est nécessaire et suffisante pour que ψ jouisse de la propriété $\mathcal{H}$: A. Si μ est de première espèce alors $v_\mu (>) v_{\mu-1}$; B. Si μ est de deuxième espèce il existe une suite simple d'ordinaux $\mu_i < \mu\, (i \in \mathcal{J})$ croissants et tendant vers μ telle que v_μ majore une quasi-diagonale sur $V = \{v_{\mu_i}\}_{i\in\mathcal{J}}$.

3. Soit $W = \{w_k\}_{k\in\mathcal{J}}$ une famille de suites naturelles w_k telles que pour tout k on ait $w_{k+1} (>) w_k$. Il existe une famille bien ordonnée ψ de $\Omega^{\text{ième}}$ type de suites naturelles v_μ aux propriétés suivantes : A. Si $v_\mu \in \psi$ et $w_k \in W$ alors $v_\mu (>) w_k$; B. Si $v_{\mu'}, v_{\mu''} \in \psi$ et $v_{\mu''} \succ v_{\mu'}$ alors $v_{\mu'} (>) v_{\mu''}$.

Des propositions 1, 2 et 3 suit le théorème ci-dessous :

I. *Il existe une suite* $\psi = \{ v_\mu \}_{\mu < \Omega}$ *jouissant de la propriété* $\mathcal{H}$ *et une suite naturelle* $\mathcal{N} = \{ N_k \}_{k \in \mathcal{I}}$ *telle que si* $v_\mu \in \psi$, *alors* $\mathcal{N}(>) v_\mu$.

Définition 4. — Supposons que dans la définition 1, la relation $n_{2k} > n_{1k}$ ait même lieu pour *tout* k. On dira alors que v_2 *majore fortement* v_1 en signes $v_2(>f)v_1$.

Définition 5. — Soit $\psi = \{ v_\mu \}_{\mu < \Omega}$ une famille jouissant de la propriété $\mathcal{H}$ avec $v_\mu = \{ _{\mu i} \}_{i \in \mathcal{I}}$ et obéissant de plus aux conditions suivantes : A. Soit $\mu^\star < \Omega$ un ordinal de deuxième espèce et $\mu = \mu^\star + \omega$. Il existe une fonction $i = f(i')$ *indépendante de* $\mu^\star$ et telle que $n_{\mu j} > n_{\mu^\star + ij}$ pourvu que $j \geqq i'$; B. Soit $\mathcal{S}'$ une section non finissante de ψ. Il existe une section $\mathcal{S}''$ de ψ disjointe de $\mathcal{S}'$ et ayant les propriétés suivantes : *a*. Soient $v_{\mu'}$ et $v_{\mu''}$ les éléments initiaux respectivement de $\mathcal{S}'$ et de $\mathcal{S}''$. Alors $v_{\mu''}(>f)v_{\mu'}$; *b*. Soit $v_{\mu'+\nu} \in \mathcal{S}'$. Alors $v_{\mu''+\nu} \in \mathcal{S}''$ et $v_{\mu''+\nu}(>f)v_{\mu'+\nu}$. On dira dans ces conditions que ψ *jouit fortement de la propriété* $\mathcal{H}$.

II. *Soit* $\psi = \{ v_\mu \}_{\mu < \Omega}$ *une suite jouissant fortement de la propriété* $\mathcal{H}$ *et* w *une suite naturelle arbitraire. Il existe une section finissante* ψ_w *de* ψ *telle que si* $v_\mu \in \psi_w$ alors $v_\mu(>) w$.

Définition 6. — A. Soit $S = \{ S_\mu \}_\mu$ une famille bien ordonnée, μ parcourant en croissant tous les ordinaux de deuxième classe et de deuxième espèce, avec $S_\mu = \{ \mu_i \}_{i \in \mathcal{I}}$ où les μ_i sont des ordinaux croissants avec i et tendant vers μ. On dira que S est une *familles de suites précanoniques* S_μ.

B. Soit $S = \{ S_\mu \}_\mu$ une famille de suites précanoniques obéissant aux conditions suivantes : *a*. $S_\omega = \{ k \}_{k \in \mathcal{I}}$ et pour $m \in \mathcal{I}$ on a

$$S_{\omega \times m} = \{ \omega \times (m-1) + k - 1 \}_{k \in \mathcal{I}} \qquad \text{et} \qquad S_{\omega^m} = \{ \omega^{m-1} \times k \}_{k \in \mathcal{I}};$$

b. Soit $\mu = \omega^{\lambda_1} + \omega^{\lambda_2} + \ldots + \omega^{\lambda_l} + \ldots + \omega^{\lambda_k} \equiv \mathcal{P}_\mu + \omega^{\lambda_k}$ le polynome de μ en ω, les λ_l étant des ordinaux non croissants et soit $S_{\omega^{\lambda_k}} = \{ \mu'_i \}_{i \in \mathcal{I}}$. Alors $S_\mu = \{ \mathcal{P}_\mu + \mu'_i \}_{i \in \mathcal{I}}$. On dira dans ces conditions que S est une *famille de suites quasi canoniques* S_μ (²).

II'. *Il existe une famille* ψ *jouissant fortement de la propriété* $\mathcal{H}$.

C'est le cas de la famille $\psi = \{ v_\mu \}_{\mu < \Omega}$ avec $v_\mu = \{ n_{\mu k} \}_{k \in \mathcal{I}}$ suivante : A. On a $n_{1k} = 2^k$; B. Si μ est de première espèce alors $n_{\mu k} = 2^{n_{\mu-1k}}$; C. Il existe une famille $S = \{ S_\mu \}_\mu$ de suites quasi canoniques telles que, si μ est de deuxième espèce et $S_\mu = \{ \mu_i \}_{i \in \mathcal{I}}$, alors $n_{\mu i} = n_{\mu_i i+1}$.

Définition 7. — Soit $v = \{ n_i \}_{i \in \mathcal{I}}$ une suite naturelle et $v' = \{ n_i^{-1} \}_{i \in \mathcal{I}}$. Soit $\mathcal{P} = \{ p_i \}_{i \in \mathcal{I}}$ une suite de points p_i situés et denses partout dans un intervalle linéaire $\mathcal{J}$. Désignons par $\tilde{n}_i^{-1}$ un intervalle de diamètre n_i^{-1} et tel que $p_i \in \tilde{n}_i^{-1} \subset \mathcal{J}$ et par $\mathcal{G}$ l'ensemble de tous les points contenus dans une infinité d'intervalles $\tilde{n}_i^{-1}$. On dira alors que $\mathcal{G}$ est un *ensemble* $(v, \mathcal{P})$-*associé*. (Il est clair que $\mathcal{G}$ est un G_δ de deuxième catégorie.)

Définition 8. — Soit $\psi = \{ v_\mu \}_{\mu < \Omega}$ une suite jouissant de la propriété $\mathcal{H}$, $\mathcal{P} = \{ p_i \}_{i \in \mathcal{I}}$ étant une suite de points situés et denses partout dans un intervalle $\mathcal{J}$. Soit $\mathcal{G}_\mu \subset \mathcal{J}$ un ensemble-G_δ aux propriétés suivantes : A. L'ensemble

$\mathcal{G}_\mu$ est contenu dans un ensemble $(v_\mu, \mathfrak{T})$-associé et $\mathcal{G}_\mu \supset \Sigma(p_i)$; B. Si $\mu_1 < \mu_2$, alors $\mathcal{G}_{\mu_2} \subset \mathcal{G}_{\mu_1}$. Dans ces conditions la famille $\mathcal{G} = \{\mathcal{G}_\mu\}_{\mu<\Omega}$ sera dite $(\psi, \mathfrak{T})$*-associée*.

4. Soit $\psi = \{v_\mu\}_{\mu<\Omega}$ une suite jouissant *fortement* de la propriété $\mathcal{H}$ et $\mathfrak{T} = \{p_i\}_{i\in\nu}$ une suite de points situés et denses partout dans un intervalle linéaire $\mathcal{J}$ et soit $\mathcal{G} = \{\mathcal{G}_\mu\}_{\mu<\Omega}$ une famille $(\psi, \mathfrak{T})$-associée. Alors $\mathcal{G}_0 = \Pi\mathcal{G}_\mu = \Sigma(p_i)$.

D'un théorème de M. Kondô ([3]) et de la proposition 4 on déduit :

III. *Soit* M *un ensemble linéaire borélien non dénombrable.* M *est réunion de* $\aleph_1$ *ensembles fermés deux à deux disjoints.*

Relations entre deux problèmes posés l'un par Lusin, l'autre par M. Denjoy : Lusin a posé la question suivante ([4]) qu'il a appelée *problème restreint du continu :* « La droite est-elle décomposable en $\aleph_1$ ensembles boréliens M_ν deux à deux disjoints et tels que, μ_ν désignant la classe de M_ν, on ait $\mu_0 =$ borne sup de $\mu_\nu < \Omega$? ». Notre proposition III implique une réponse affirmative à cette question et montre qu'on peut même avoir $\mu_0 = 1$. Toutefois nous n'arrivons à prouver III qu'à l'aide de l'axiome du choix utilisé une infinité non dénombrable de fois. Or l'analyse à laquelle M. Denjoy a soumis l'axiome du choix aboutit aux conclusions suivantes ([5]) : α. — L'emploi de l'axiome du choix est justifié s'il a lieu au plus $\aleph_0$ fois ; β. L'emploi de l'axiome du choix *n'est pas justifié s'il a lieu plus que* $\aleph_0$ *fois.* Mais par ailleurs les recherches de M. Denjoy ont conduit à des « présomptions favorables » ([6]) en ce qui concerne une conjecture qui implique l'*hypothèse* $\mathcal{D}$ (*cf.* sommaire). Or nous pouvons montrer :

Δ. *Si l'hypothèse* $\mathcal{D}$ *est vraie, toutes les propositions qui précèdent sont indépendantes de l'axiome du choix.*

La conclusion β étant admise, il nous semble même probable qu'il y ait équivalence entre l'hypothèse $\mathcal{D}$ d'une part, la proposition III, ou toute autre solution du problème restreint du continu, d'autre part.

Question non résolue. — Soit $\psi = \{v_\mu\}_{\mu<\Omega}$ une suite jouissant de la propriété $\mathcal{H}$ et $\Psi = \{V_\nu\}_{\nu<\Omega}$ une suite bien ordonnée de $\Omega^{\text{ième}}$ type de suites naturelles V_ν obéissant aux conditions suivantes : A. Si $V_{\nu_2} \succ V_{\nu_1}$ alors $V_{\nu_2}(<)V_{\nu_1}$; B. Si $V_\nu \in \Psi$ et $v_\mu \in \Psi$, alors $V_\nu(>)v_\mu$. Existe-t-il une suite naturelle w telle que, si $v_\mu \in \Psi$ et $V_\nu \in \Psi$, alors $v_\mu(<)w(<)V_\nu$? (Nous conjecturons que la réponse est négative.)

Rectification. — La proposition 9 de ([7]) est rectifiée comme suit : *La condition nécessaire et suffisante pour qu'un point* p *d'un continu caténal plan* K *soit absolument inaccessible est que* p *soit claustré et limite de continus indécomposables* $K_n \subset K$.

([1]) Hardy, *Proc. London Math. Soc.* (2), 3, 1905.

(²) Concept en relation avec celui de « suite canonique » de M. Denjoy (*Énumération transfinie*, livre II, 2ᵉ partie).

(³) Cité par nous (*Comptes rendus*, 244, 1957, p. 708).

(⁴) *Leçons sur les ensembles analytiques*, p. 205.

(⁵) *Loc. cit.*, livre IV, Note 1, 1954.

(⁶) *Loc. cit.*, p. 144.

(⁷) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1866.

ÉQUATIONS AUX DÉRIVÉES PARTIELLES. — *Sur le comportement des solutions d'une équation linéaire hyperbolique du second ordre, au voisinage de la singularité d'un coefficient*. Note (*) de M. **Jean-Marie Blondel**, présentée par M. Joseph Pérès.

On complète ici deux Notes antérieures (¹). On étudie, quand $x-y \to +0$, le comportement des solutions de $(x-y)^n(\partial^2 z/\partial x\,\partial y) = A(x, y)z$, où $A =$ fonction donnée, de classe C^1, comprise entre deux constantes positives. On étudie aussi, pour $x \to +0$ et $y > 0$, le comportement des solutions de $x^n(\partial^2 z/\partial x\,\partial y) = A(x, y)z$, avec les mêmes hypothèses sur A, et z donnée sur les droites $y = 0$ et $x = \text{Cte} > 0$.

Problème I. — $z(x, y)$, de classe $C^2_{x,y}$ pour $(x, y) \in \Omega$ avec $x - y > 0$, satisfait à l'équation

$$(x-y)^n \frac{\partial^2 z}{\partial x\,\partial y} = A(x, y)z$$

et aux données de Cauchy

$$z(x, x-h) = f(x), \qquad \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_{y=x-h} = g(x),$$

où $A(x, y) =$ fonction donnée, de classe $C^1_{x,y}$, comprise entre deux constantes α et β $(0 < \alpha < \beta)$, pour $(x, y) \in \overline{\Omega}$.

$f(x)$ et $g(x)$ sont deux fonctions données, respectivement de classe C^2 et C^1, pour $x_1 \leqq x \leqq x_2$. n et h sont deux constantes positives données.

On étudie le comportement de $z(x, y)$, quand (x, y) se rapproche indéfiniment de la droite $x - y = 0$, en restant intérieur au trapèze Ω.

Si $0 < n < 1$, on montre que z, $\partial z/\partial x$, $\partial z/\partial y$ sont continues dans $\overline{\Omega}$.

Si $1 \leqq n < 2$, z est encore continue dans $\overline{\Omega}$, mais il n'en est plus de même pour $\partial z/\partial x$ et $\partial z/\partial y$, qui peuvent admettre des singularités sur la droite $x = y$.

Ainsi, dans le cas où $h > 0$ est assez petit, avec $f(x)$ strictement > 0 et $g(x)$ strictement < 0, pour $x_1 \leqq x \leqq x_2$, lorsque $x - y \to +0$, $\partial z/\partial x$ et $\partial z/\partial y$ se comportent, à des facteurs constants positifs près, respectivement comme $-\log(x-y)$ et $\log(x-y)$, si $n = 1$; respectivement comme $(x-y)^{1-n}$ et $-(x-y)^{1-n}$, si $1 < n < 2$.

Pour étudier le cas $n \geqq 2$, on examinera le comportement, quand $t \to +0$, de l'intégrale curviligne $\int_{PQ} |z(x, y)|\,dx$, étendue au segment rectiligne PQ

(avec $x_P < x_Q$) tracé dans Ω, et porté par la droite $x - y = t$, où t est un paramètre réel $\in]0, h[$. On montre qu'il existe une constante M telle que

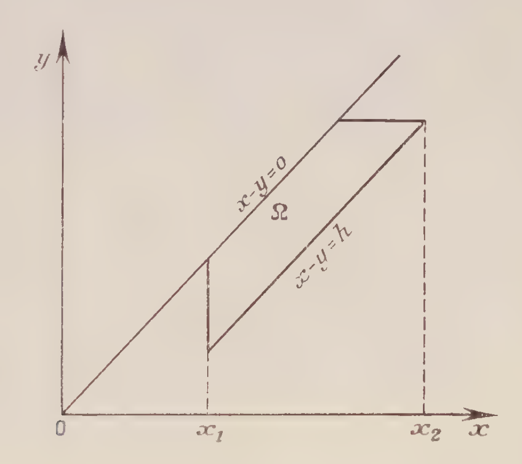
$$\int_{PQ} |z(x, y)|\, dx < M\, |PQ|^{\frac{1}{2}}\, t^r,$$

avec

$$r = \frac{n}{4} \quad \text{si} \quad n < 2; \qquad r = \mathcal{R}\left(\frac{1}{2} - \sqrt{\frac{1}{4} - \alpha + \varepsilon}\right) \quad \text{si} \quad n = 2$$

(ε désigne une valeur réelle positive arbitrairement petite).

La majoration obtenue est la meilleure possible, au moins dans le cas où l'on n'astreint pas f et g à vérifier des conditions spéciales. C'est ce que montre l'étude du cas où $A = \text{const.} > 0$, avec f et g constantes. $z(x, y)$ est alors une fonction de Bessel, de la seule variable $u = x - y$, et son comportement asymptotique est connu.



Problème II. — Pour $0 < x \leq h$ et $0 \leq y \leq Y$, $z(x, y)$ est continue et possède les dérivées $\partial z/\partial x$, $\partial z/\partial y$, $\partial^2 z/\partial x\, \partial y$ continues. De plus, z satisfait à l'équation

$$x^n \frac{\partial^2 z}{\partial x\, \partial y} = A(x, y) z$$

et aux données-limites : $z(x, 0) = f(x)$; $z(h, y) = g(y)$ où $A(x, y)$ est une fonction donnée, de classe $C^1_{x,y}$, comprise entre deux constante α et β ($0 < \alpha < \beta$), pour $0 \leq x \leq h$, $0 \leq y \leq Y$. n, h et Y sont trois constantes positives données. $f(x)$ et $g(y)$ sont deux fonctions données, de classe C^1 respectivement pour $0 \leq x \leq h$ et pour $0 \leq y \leq Y$, satisfaisant à $f(h) = g(0)$.

On étudie $z(x, y)$ quand $x \to +0$ avec $0 < y \leq Y$.

Si $0 < n < 1$, on montre que z et $\partial z/\partial y$ sont continues pour $0 \leq x \leq h$, $0 \leq y \leq Y$. Au contraire, $\partial z/\partial x$ peut admettre une singularité sur la droite $x = 0$. Ainsi, dans le cas où $h > 0$ est assez petit, avec $f(x) + g(y) - f(h)$

strictement >0 pour $0 \leq x \leq h$, $0 \leq y \leq Y$, lorsque $x \to +0$ avec y fixé $\in]0, Y]$. $\partial z/\partial x$ se comporte comme yx^{-n}, à un facteur positif constant près.

Pour étudier le cas $n \geq 1$, on examine le comportement de $\int_0^y |z(x, v)|\, dv$, quand $x \to +0$ avec $0 < y \leq Y$. On montre alors qu'il existe une constante M telle que

$$\int_0^y |z(x, v)|\, dv < M\sqrt{y}\, x^{\frac{n-1}{4}} \qquad \text{si} \quad n > 1,$$

$$< M\sqrt{y}\left(\log\frac{1}{x}\right)^{\frac{1}{4}} \qquad \text{si} \quad n = 1.$$

Au moins dans le cas où l'on ne soumet f et g à aucune condition spéciale, on ne peut améliorer la majorante, en y remplaçant la fonction de x, qui y paraît, par une autre fonction de x, tendant plus rapidement vers zéro quand $x \to +0$. C'est ce que montre l'étude du cas où $f = g = 1$ avec $A = C^{te}$ positive.

Problème III. — Des résultats du problème II, par un changement de variables portant sur x, on déduit le comportement, quand $x \to +\infty$ et $y \in]0, Y]$, de la solution z de l'équation

$$\frac{\partial^2 z}{\partial x\, \partial y} + A(x, y) z = 0,$$

qui se réduit à $\varphi(x)$ sur Ox, à $\psi(y)$ sur Oy.

$A(x, y)$ est une fonction donnée, de classe $C^1_{x,y}$, comprise entre deux constantes positives, et possédant une dérivée $\partial A/\partial y$ bornée, pour $x \geq 0$, $0 \leq y \leq Y$. $\varphi(x)$ est une fonction donnée, de classe C^1, pour $x \geq 0$ avec $\varphi'(x) = O(x^{-1-\lambda})$ pour $x \to +\infty$ ($\lambda = C^{te} > 0$). $\psi(y)$ est une fonction donnée, de classe C^1 pour $0 \leq y \leq Y$.

Le résultat est le suivant :

$$\int_0^y |z(x, v)|\, dv = O\left(\frac{\sqrt{y}}{\sqrt[4]{x}}\right) \qquad \text{pour} \quad x \to +\infty \quad \text{et} \quad 0 < y \leq Y.$$

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 981; 243, 1956, p. 833.

GÉOMÉTRIE. — *Les tenseurs de courbure de deux connexions linéaires associées par l'intermédiaire d'un tenseur régulier de type* (0, 2). Note (*) de Mme **Françoise Maurer-Tison**, présentée par M. Joseph Pérès.

Le calcul du tenseur de courbure de la connexion $\overset{\alpha}{\mathrm{L}}_{\beta\gamma} = \mathrm{L}^{\alpha}_{\beta\gamma} + g^{\sigma\alpha} \mathrm{D}_{\gamma} g_{\sigma\beta}$ en fonction de celui de la connexion $\mathrm{L}^{\alpha}_{\beta\gamma}$ conduit à un résultat simple. Application à la théorie unitaire où il se trouve que $\mathrm{L}^{\alpha}_{\beta\gamma} = \mathrm{L}^{\alpha}_{\gamma\beta}$ par suite des équations de champ.

1. Soit une variété différentiable V_n de classe C^2 munie d'un champ de tenseurs $g_{\alpha\beta}$ régulier et au moins une fois continûment différentiable et d'une connexion linéaire arbitraire L de coefficients $L^{\alpha}_{\beta\gamma}$ continus. Considérons la connexion linéaire $\bar{L}$, de coefficients $\bar{L}^{\alpha}_{\beta\gamma}$, associée à L par l'intermédiaire de $g_{\alpha\beta}$ suivant

$$\bar{L}^{\alpha}_{\beta\gamma} = L^{\alpha}_{\beta\gamma} + g^{\sigma\alpha} D_{\gamma} g_{\sigma\beta}, \tag{1.1}$$

où D_γ est le symbole de dérivation covariante relatif à L. Nous allons montrer qu'il existe une relation simple entre les tenseurs de courbure des deux connexions L et $\bar{L}$; nous utiliserons la formule qui donne le tenseur de courbure en fonction des coefficients de la connexion

$$\bar{P}^{\alpha}{}_{\beta\lambda\mu} = \partial_\lambda \bar{L}^{\alpha}_{\beta\mu} - \partial_\mu \bar{L}^{\alpha}_{\beta\lambda} + \bar{L}^{\alpha}_{\rho\lambda} \bar{L}^{\rho}_{\beta\mu} - \bar{L}^{\alpha}_{\rho\mu} \bar{L}^{\rho}_{\beta\lambda}.$$

D'une manière générale, si

$$\bar{L}^{\alpha}_{\beta\gamma} = L^{\alpha}_{\beta\gamma} + t^{\alpha}_{\beta\gamma},$$

où $t^{\alpha}_{\beta\gamma}$ est un tenseur quelconque deux fois covariant et une fois contravariant, le calcul donne

$$\bar{P}^{\alpha}{}_{\beta\lambda\mu} = P^{\alpha}{}_{\beta\lambda\mu} - 2 S^{\rho}_{\lambda\mu} t^{\alpha}_{\beta\rho} + D_\lambda t^{\alpha}_{\beta\mu} - D_\mu t^{\alpha}_{\beta\lambda} + t^{\alpha}_{\rho\lambda} t^{\rho}_{\beta\mu} - t^{\alpha}_{\rho\mu} t^{\rho}_{\beta\lambda}. \tag{1.2}$$

Dans notre cas particulier où

$$t^{\alpha}_{\beta\gamma} = g^{\sigma\alpha} D_\gamma g_{\sigma\beta} = - g_{\sigma\beta} D_\gamma g^{\sigma\alpha},$$

$$D_\lambda t^{\alpha}_{\beta\mu} + t^{\alpha}_{\rho\lambda} t^{\rho}_{\beta\mu} = D_\lambda (g^{\sigma\alpha} D_\mu g_{\sigma\beta}) - (g_{\sigma\rho} D_\lambda g^{\sigma\alpha})(g^{\nu\rho} D_\mu g_{\nu\beta}) = g^{\sigma\alpha} D_\lambda D_\mu g_{\sigma\beta}.$$

De même, par échange de λ et de μ,

$$D_\mu t^{\alpha}_{\beta\lambda} + t^{\alpha}_{\rho\mu} t^{\rho}_{\beta\lambda} = g^{\sigma\alpha} D_\mu D_\lambda g_{\sigma\beta}.$$

Pour calculer la différence de ces deux quantités, différence qui figure au second membre de (1.2), appliquons l'identité de Ricci :

$$g^{\sigma\alpha}(D_\lambda D_\mu g_{\sigma\beta} - D_\mu D_\lambda g_{\sigma\beta}) = g^{\sigma\alpha}(- P^{\rho}{}_{\sigma\lambda\mu} g_{\rho\beta} - P^{\rho}{}_{\beta\lambda\mu} g_{\sigma\rho} + 2 S^{\rho}_{\lambda\mu} D_\rho g_{\sigma\beta})$$
$$= - g^{\sigma\alpha} P^{\rho}{}_{\sigma\lambda\mu} g_{\rho\beta} - P^{\alpha}{}_{\beta\lambda\mu} + 2 S^{\rho}_{\lambda\mu} t^{\alpha}_{\beta\rho}.$$

Après simplification, nous obtenons pour (1.2)

$$\bar{P}^{\alpha}{}_{\beta\lambda\mu} = - g^{\sigma\alpha} P^{\rho}{}_{\sigma\lambda\mu} g_{\rho\beta} \tag{1.3}$$

entre les formes de courbure correspondant aux deux connexions, nous aurons donc la relation matricielle simple [1] :

$$\bar{\Omega} = - G \Omega G^{-1},$$

où l'on a posé $\Omega = (\Omega^{\alpha}{}_{\beta})$, $G = (g_{\alpha\beta})$.

2. Ce résultat est immédiatement applicable en théorie unitaire du champ, où l'on se donne précisément sur une variété différentiable un tenseur régulier et une connexion linéaire, satisfaisant aux hypothèses de différentiabilité qui nous étaient nécessaires au paragraphe 1 et liés par les équations de champ

$$\partial_\gamma g^{\sigma\alpha} + L^\sigma_{\rho\gamma} g^{\rho\alpha} + L^\alpha_{\gamma\rho} g^{\sigma\rho} = 0, \tag{2.1}$$

en effet, ces relations entre $g_{\alpha\beta}$ et $L^\alpha{}_{\beta\gamma}$ expriment que la connexion linéaire associée à L par l'intermédiaire du tenseur $g_{\alpha\beta}$ au sens du paragraphe 1 n'est autre que la connexion transposée de L, de coefficients $\overline{L}^\alpha_{\beta\gamma} = L^\alpha_{\gamma\beta}$. La formule (1.3) liant les tenseurs de courbure $P^\alpha{}_{\beta\lambda\mu}$ et $\overline{P}^\alpha{}_{\beta\lambda\mu}$, qui se correspondent maintenant par le principe d'hermiticité d'Einstein était déjà connue ([2]) sous le nom de « conditions d'intégrabilité de Bose-Schrödinger »; elle apparaît ici comme un cas particulier d'une circonstance plus générale et comme une conséquence profonde de propriétés géométriques ([3]) : le transport d'un vecteur covariant (v_β) relativement à la connexion $\overline{\omega}$ correspond à celui du vecteur contravariant ($u^\alpha = g^{\alpha\beta} v_\beta$) relativement à ω, les groupes d'holonomie des deux connexions sont donc liés simplement et la formule (1.3) s'ensuit naturellement.

3. Les tenseurs dont la lettre d'appui est surmontée d'une barre sont désormais relatifs à la connexion $L^\alpha_{\beta\gamma} = L^\alpha_{\gamma\beta}$. Les deux contractions possibles, en α et β et en α et λ de (1.3) conduisent à des résultats intéressants, qui n'ont pas été complètement explicités à ma connaissance quant à la seconde : on obtient

$$P_{\beta\alpha} = - g^{\sigma\lambda} P^\rho{}_{\sigma\lambda\alpha} g_{\rho\beta}.$$

Si nous faisons l'hypothèse supplémentaire que

$$S_\lambda = \frac{1}{2}(L^\alpha_{\lambda\alpha} - L^\alpha_{\alpha\lambda}) = 0,$$

on sait ([4]) que $P_{\beta\alpha} = P_{\alpha\beta}$; on en tire une relation entre le tenseur de Ricci et le tenseur de courbure de la connexion L

$$P_{\alpha\beta} + g^{\sigma\lambda} P^\rho{}_{\sigma\lambda\alpha} g_{\rho\beta} = 0.$$

(*) Séance du 23 décembre 1957.

([1]) I. Cattaneo-Gasparini a étudié deux connexions linéaires associées par l'intermédiaire d'un tenseur régulier mixte (*Atti Acad. Naz. Lincei*, 22, 1957, p. 146) et a obtenu la relation analogue à (1.3) entre les tenseurs de courbure correspondants (sous presse).

([2]) S.-N. Bose, *J. Phys. Rad.*, 14, 1953, p. 645.

([3]) F. Maurer-Tison, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 995.

([4]) A. Lichnerowicz, *T. Rat. Mech. and Anal.*, 3, 1954, p. 501.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Pseudogroupes infinitésimaux. Faisceaux d'algèbres de Lie associés. I. Généralités.* Note de Mlle **Paulette Libermann**, présentée par M. Paul Montel.

On définit les transformations infinitésimales locales et leurs germes (d'où l'opérateur dérivée de Lie pour un germe). Pseudogroupes infinitésimaux et faisceaux d'algèbres de Lie associés. A un prolongement holoédrique, correspond un isomorphisme de faisceaux; un faisceau d'algèbres de Lie simples correspond à un pseudogroupe simple.

1. Soit V_n une variété différentiable de classe C^∞, de dimension n. On désignera par *transformation infinitésimale locale* (t. i. l.), *de source* U, un champ de vecteurs X défini dans un ouvert $U \subset V_n$, c'est-à-dire un relèvement continu X de U dans $T(V_n)$, espaces des vecteurs tangents à V_n. Si $U = V_n$, on a une transformation infinitésimale au sens usuel. On ne considérera que des t. i. l. de classe C^∞. Le jet local $j_x^\lambda X$ sera appelé *germe de t. i. l.* (¹). La t. i. l. X définit un noyau de groupe de transformations f_t à un paramètre, et le germe $j_x^\lambda X$ définit un germe de groupe à un paramètre, d'où un germe de trajectoire. Comme pour une t. i. globale, on définit *l'opérateur dérivée* de Lie $\Theta(X)$; par exemple, si ω est une forme différentielle définie sur $\mathfrak{U}$, la forme $\Theta(X)\omega = i(X)\,d\omega + di(X)\omega$ [où $i(X)$ est l'opérateur produit intérieur] est définie sur $U \cap \mathfrak{U}$; si X′, de source U′, est une t. i. l., on a $\Theta(X)X' = [X, X']$, t. i. l. de source $U \cap U'$. On définit ensuite (en passant aux germes) $\Theta(j_x^\lambda X)\omega_x^\lambda$ et $\Theta(j_x^\lambda X)(j_x^\lambda X') = j_x^\lambda [X, X']$.

Définition. — Φ étant l'ensemble des ouverts d'une topologie $\mathfrak{T}$ sur V_n, on désignera par *pseudogroupe infinitésimal* (p. i.), de *topologie* sous-jacente $\mathfrak{T}$ un ensemble E de t. i. l., vérifiant les axiomes suivants : 1° tout $X \in E$ a pour source $U \in \Phi$; 2° si X et X′, de sources U et U′, appartiennent à E, alors le crochet $[X, X']$ et la t. i. l. $\lambda X + \mu X'$ (quelles que soient les constantes réelles λ et μ) sont définis dans $U \cap U'$ (qui peut être éventuellement vide) et appartiennent à E; 3° si $U = \bigcup_i U_i$ pour que la t.i.l. X, de source U, appartienne à E, il faut et il suffit que sa restriction à chaque U_i appartienne à E.

Soit $J^\lambda(E)$ l'ensemble des germes de t. i. l. déterminés par tous les $X \in E$. Des axiomes précédents, il résulte que l'ensemble $J_x^\lambda(E)$ des germes de source x est une *algèbre de Lie*, et $J^\lambda(E)$ est un *faisceau d'algèbres de Lie* que nous désignerons par *faisceau associé* à E. Si tout $X \in E$ est une t. i. globale, E est une algèbre de Lie $\mathcal{H}$ et $J^\lambda(E)$ est alors le *faisceau constant* $V_n \times \mathcal{H}$.

Soit p la projection de $T(V_n)$ sur V_n. Toute application f (supposée de classe C^∞) d'un ouvert $\mathfrak{U} \subset V_n$ dans V_n se prolonge en une application f^1 de $p^{-1}\mathfrak{U}$ dans $T(V_n)$: un vecteur V, d'origine $x \in \mathfrak{U}$, étant un jet du premier

ordre de R^n dans V_n de source O, de but x, le vecteur $V' = f^1(V)$, d'origine $f(x)$, est le jet composé $(j^1_x f)V$. Il en résulte, si f est biunivoque, que toute t. i. l. X est transformée par f en une t. i. l. $X' = f^1 X f^{-1}$.

De la définition du pseudogroupe infinitésimal E, on déduit que l'ensemble de toutes les applications biunivoques d'ouverts de V_n dans V_n qui laissent invariant E est un pseudogroupe N(E) qui sera dit *normalisateur* de E. Le *groupoïde des jets locaux* $\mathcal{J}^\lambda(N(E))$, *associé* à N(E) [c'est-à-dire l'ensemble des jets locaux de tous les $f \in N(E)$ est *un groupoïde d'opérateurs sur le faisceau* $\mathcal{J}^\lambda(E)$] : si $a^\lambda \in \mathcal{J}^\lambda(E)$ et $b^\lambda \in \mathcal{J}^\lambda(N(E))$; le composé $b^\lambda \circ a^\lambda$ est défini si a^λ et b^λ ont même source x.

Tout $b^\lambda \in \mathcal{J}^\lambda(N(E))$ de source x, but x', définit un isomorphisme de l'algèbre de Lie $\mathcal{J}^\lambda_x(E)$ sur $\mathcal{J}^\lambda_{x'}(E)$. En particulier, le groupe $\mathcal{G}^\lambda_x$ formé des jets locaux de $\mathcal{J}^\lambda(N(E))$ de source et but x, est un groupe d'opérateurs de l'algèbre de Lie $\mathcal{J}^\lambda_x(E)$. *Le faisceau* $\mathcal{J}^\lambda(E)$ *est muni d'une structure fibrée généralisée* associée à $\mathcal{J}^\lambda(N(E))$ (²). *Lorsque* N(E) *est transitif sur* V_n, *toutes les algèbres de Lie* $\mathcal{J}^\lambda_x(E)$ *sont isomorphes à une même algèbre de Lie* $\mathcal{H}$.

L'ensemble des noyaux de groupes à un paramètre correspondant à tous les $X \in E$ engendre par composition et réunion un pseudogroupe noté P(E) et qui sera appelé *pseudogroupe engendré par* E. Soit Γ un pseudogroupe sur V_n ; on désignera par *pseudogroupe infinitésimal attaché à* Γ et l'on notera $\mathcal{A}(\Gamma)$ le plus grand p. i. tel que $P(\mathcal{A}(\Gamma)) \subset \Gamma$.

Soit Γ, un pseudogroupe *localement isomorphe* (³) à un pseudogroupe Γ′, on démontre que *les faisceaux* $\mathcal{J}^\lambda(\mathcal{A}(\Gamma)$ et $\mathcal{J}(\mathcal{A}(\Gamma'))$ *sont localement isomorphes.*

2. *Prolongements d'un pseudogroupe infinitésimal.* — Rappelons (³) qu'un pseudogroupe $\tilde{\Gamma}$ opérant sur une variété V_{n+m} est le *prolongement* d'un pseudogroupe Γ opérant sur V_n s'il existe une projection p de V_{n+m} sur V_n, partout de rang n, telle que pour toute $f \in \Gamma$, il existe au moins une application $\tilde{f} \in \tilde{\Gamma}$ telle que $fp = p\tilde{f}$. Le pseudogroupe $\tilde{\Gamma}' \subset \Gamma$ *associé au prolongement* est l'ensemble des $\tilde{f}' \in \tilde{\Gamma}$ se projetant suivant l'application identique d'un ouvert de V_n. Soient $\tilde{E}$, $\tilde{E}'$, E les p. i. attachés à $\tilde{\Gamma}$, $\tilde{\Gamma}'$, Γ. On démontre que toute t. i. l. $\tilde{X} \in \tilde{E}$ se projette suivant une t. i. l. $X \in E$ (on considère les noyaux de groupe définis par $\tilde{X}$ et X) ; on vérifie que cette projection est linéaire et compatible avec le crochet ; on en déduit pour tout $\tilde{x} \in V_{n+m}$ un homomorphisme de l'algèbre de Lie $\mathcal{J}^\lambda_{\tilde{x}}(\tilde{E})$ sur $\mathcal{J}^\lambda_{p(\tilde{x})}(E)$ dont le noyau est $\mathcal{J}^\lambda_{\tilde{x}}(\tilde{E}')$, d'où un homomorphisme du faisceau $\mathcal{J}^\lambda(\tilde{E})$ sur $p^{-1}(\mathcal{J}^\lambda(E))$, image réciproque de $\mathcal{J}^\lambda(E)$ par p. Si le prolongement est *holoédrique*, c'est-à-dire si à toute $f \in \Gamma$ correspond une seule $\tilde{f} \in \tilde{\Gamma}$, à toute $X \in E$ correspond une seule $\tilde{X} \in \tilde{E}$ ($\tilde{E}$ sera dit le *prolongement holoédrique* de E), il en résulte un isomorphisme de $\mathcal{J}^\lambda_{\tilde{x}}(\tilde{E})$ sur $\mathcal{J}^\lambda_{p(\tilde{x})}(E)$ d'où :

Théorème 1. — *Soit* $\tilde{\Gamma}$ (*resp.* Γ) *un pseudogroupe opérant sur une variété* V_{n+m} (*resp.* V_n) *et soit* $\tilde{E}$ (*resp.* E) *son pseudogroupe infinitésimal attaché ; si* $\tilde{\Gamma}$ *est le*

prolongement de Γ *par une projection* p *de* V_{n+m} *sur* V_n, *il existe un homomorphisme du faisceau* $\mathcal{J}^\lambda(\tilde{E})$ *sur le faisceau* $p^{-1}(\mathcal{J}^\lambda(E))$, *image réciproque de* $\mathcal{J}^\lambda(E)$ *par* p *: le noyau est le faisceau d'idéaux* $\mathcal{J}^\lambda(\tilde{E}')$, *où* $\tilde{E}'$ *est le p. i. attaché au pseudogroupe* $\tilde{\Gamma}'$ *associé au prolongement. Si le prolongement est holoédrique, alors pour tout* $\tilde{x}\in V_{n+m}$, *l'algèbre de Lie* $\mathcal{J}^\lambda_{\tilde{x}}(\tilde{E})$ *est isomorphe à* $\mathcal{J}^\lambda_{p(\tilde{x})}(E)$ *et* $\mathcal{J}^\lambda(E)$ *est isomorphe à* $p^{-1}(\mathcal{J}^\lambda(E))$.

Plus généralement, soit sur une variété V_p un feuilletage invariant par un pseudogroupe Θ (c'est-à-dire tel que tout $f\in\Theta$ est compatible avec la relation d'équivalence ρ définie par le feuilletage) mais on ne suppose plus que l'espace quotient V_n/ρ soit une variété; soit Θ' *le sous-pseudogroupe associé au feuilletage* (le plus grand sous-pseudogroupe de Θ dont les classes d'intransitivité appartiennent aux feuilles). Si $\mathcal{E}$ et $\mathcal{E}'$ sont les p. i. attachés à Θ et Θ', tout $X\in\mathcal{E}'$ est un champ de vecteurs tangents aux feuilles; tout $Y\in\mathcal{E}$ définit un noyau de groupe de transformations f_t telles que chacune transforme un vecteur tangent à une feuille en un vecteur tangent à une feuille; il en résulte que la dérivée de Lie $\theta(Y)X$ est un champ de vecteurs tangents aux feuilles c'est-à-dire $[X, Y]\in\mathcal{E}'$ et par suite $\mathcal{J}^\lambda_x(\mathcal{E}')$ *est un idéal de* $\mathcal{J}^\lambda_x(\mathcal{E})$.

Soit Γ un pseudo-groupe opérant sur une variété V_n et Γ' un sous-pseudogroupe invariant de V_n (c'est-à-dire qu'il existe un prolongement holoédrique $\tilde{\Gamma}$ de Γ tel que le prolongement correspondant de Γ' soit le pseudogroupe associé à un feuilletage invariant par $\tilde{\Gamma}$); en utilisant le théorème 1, on démontre :

THÉORÈME 2. — *Si* Γ' *est un sous-pseudogroupe invariant d'un pseudogroupe* Γ *opérant sur* V_n, *alors en tout* $x\in V_n$, *l'algèbre de Lie* $\mathcal{J}^\lambda_x(E')$ *est un idéal de* $\mathcal{J}^\lambda_x(E)$ (E *et* E' *étant les p. i. attachés à* Γ *et* Γ').

COROLLAIRE. — *Si, en tout* $x\in V_n$, $\mathcal{J}^\lambda_x(E)$ *est simple, alors le pseudogroupe est simple*. La recherche des pseudogroupes simples conduit donc à celle des algèbres de Lie réelles simples.

(1) Le jet local $j^\lambda_x f$ est la classe des applications coïncidant avec f dans un voisinage ouvert de x.

(2) C. EHRESMANN, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1755.

(3) P. LIBERMANN, *Colloq. Topologie Strasbourg*, 1954-1955 (polycopié).

ANALYSE NUMÉRIQUE. — *Détermination approchée, à précision numérique élevée, du polynome de meilleure approximation d'ordre n, au sens de Tchebicheff, d'une fonction bornée continue, sur un segment fini.* Note (*) de M. **GEORGES HORNECKER**, présentée par M. Joseph Pérès.

1. La meilleure approximation polynomiale d'ordre n, au sens de Tchebicheff, de $f(x)$ bornée continue dans $[-1, +1]$ est meilleure approximation discrète en $n+2$ points de ce segment.

L'approximation par $P_n(x)$, polynome de meilleure approximation aux $n+2$ extrema x_K de $T_{n+1}(x) = \cos[(n+1)\arccos x]$ donne une erreur qui a pour expression

$$\varepsilon_n(x) = f(x) - P_n(x) = \sum_{r=0}^{\infty} \Bigg[c_{(2r+1)(n+1)} T_{(2r+1)(n+1)}(x) + \sum_{K=1}^{2n+1} c_{(2r+1)(n+1)+K} \left(T_{(2r+1)(n+1)+K}(x) - T_{|n+1-K|}(x) \right) \Bigg],$$

les c_i étant les coefficients du développement de $f(x)$ en polynomes de Tchebicheff.

L'approximation par $Q_n(x)$, polynome d'interpolation de Lagrange aux $n+1$ zéros de $T_{n+1}(x)$, conduit à

$$\eta_n(x) = f(x) - Q_n(x) = \sum_{r=0}^{\infty} \Bigg[c_{(2r+1)(n+1)} T_{(2r+1)(n+1)}(x) + \sum_{K=1}^{2n+1} c_{(2r+1)(n+1)+K} \left(T_{(2r+1)(n+1)+K}(x) + (-1)^r T_{|n+1-K|}(x) \right) \Bigg].$$

L'étude des extrema des expressions ci-dessus montre, dans le cas d'une décroissance suffisamment rapide des c_i, la supériorité, en général, de l'approximation par le polynome de meilleure approximation d'ordre n aux $n+2$ extréma de $T_{n+1}(x)$ sur l'interpolation de Lagrange aux zéros de $T_{n+1}(x)$ et, si $|c_{n+2}/c_{n+1}| < 1/2$, sur le développement limité d'ordre n de $f(x)$ en polynomes de Tchebicheff. Par ailleurs, on a

$$\frac{1}{2}[P_n(x) + Q_n(x)] = \frac{c_0}{2} + \sum_{K=1}^{n} c_K T_K(x) + \sum_{p=0}^{\infty} \Bigg[\sum_{K=1}^{2n+1} c_{(4p+3)(n+1)+K} T_{|n+1-K|}(x) \Bigg].$$

montrant que $(1/2)[P_n(x) + Q_n(x)]$ coïncide à des termes en c_{3n+4} et suivants près avec le développement limité d'ordre n de $f(x)$ en polynomes de Tchebichef.

2. L'approximation proposée consiste à considérer $P_n^*(x)$, meilleure approximation d'ordre n en $n+2$ points $x_K^* = x_K + \delta x_K$, extrema approchés de $\varepsilon_n(x) = f(x) - P_n(x)$, ce qui revient à faire une application approchée du deuxième algorithme de Remes ([1]).

Le schéma de calcul est le suivant :

On considère les $n+2$ points :

$$x_K^* = x_K + \delta x_K,$$

avec

$$x_K = \cos K \frac{\pi}{n+1} \qquad (K = 0, 1, \ldots, n+1)$$

et

$$\delta x_K = \frac{2}{n+1}\,\frac{c_{n+2}}{c_{n+1}}(1 - x_K^2) \qquad \text{si } f(x) \text{ n'est ni paire ni impaire.}$$

Lorsque $f(x)$ est paire ou impaire, on prend

$$\delta x_K = \frac{4}{n+1}\,\frac{c_{n+3}}{c_{n+2}}(1 - x_K^2)\,x_K,$$

où n est à prendre supérieur d'une unité à l'exposant le plus élevé figurant effectivement dans le polynome [par exemple : la cubique impaire approximant $\sin[(\pi/4)x]$ est considérée comme un polynome du quatrième degré dont les puissances paires sont nulles et l'on prendra $n=4$ dans les formules ci-dessus].

Le calcul des deux coefficients c_i nécessaires, pourra se faire à partir de la série :

$$c_i = \frac{1}{2^{i-1}}\,\frac{1}{i!}\left[f^{(i)}(0) + \sum_{\nu=1}^{\infty}\left(\frac{1}{2}\right)^{2\nu}\frac{f^{(i+2\nu)}(0)}{\nu!\,(i+1)\ldots(i+\nu)}\right]$$

ou à partir des expressions connues d'approximation discrète.

On forme $P_n^*(x)$, polynome de meilleure approximation d'ordre n de $f(x)$ aux $n+2$ points x_K^*.

Lors d'un calcul sur machine électronique, il peut y avoir intérêt à calculer $P_n^*(x)$ à l'aide des relations

$$P_n^*(x) = \sum_{i=0}^{n+1} p_i^*\,L_i^*(x),$$

avec

$$p_i^* = \frac{1}{\varpi_i^*}\,\frac{1}{\displaystyle\sum_{j=0}^{n+1}\frac{1}{\varpi_j^*}}, \qquad \varpi_i^* = \prod_{j\neq i}|x_i^* - x_j^*|$$

et où $L_i^*(x)$ est le polynome d'interpolation de Lagrange de $f(x)$ aux $n+1$ points obtenus en supprimant x_i^* dans l'ensemble des $n+2$ points x_K^* (2).

Le calcul de $P_n^*(x)$ sur machine de bureau paraît devoir se faire souvent plus avantageusement en résolvant le système linéaire

$$P_n^*(x_K^*) + (-1)^K l = f(x_K^*) \qquad (K = 0, 1, \ldots, n+1).$$

Les simplifications introduites par les considérations de parité sont immédiates.

La précision atteinte est connue en fin de calcul en comparant les extrema de l'erreur que donne l'approximation considérée. La borne E_n de la meilleure approximation d'ordre n de $f(x)$ sera, s'il y a $n+1$ alternances du signe de l'erreur, comprise entre la plus petite et la plus grande valeur absolue des extrema.

Dans le cas d'une décroissance assez rapide des coefficients de Tchebicheff

de $f(x)$ qui suivent c_{n+1}, on obtient en général pour la solution du problème de Tchebicheff une précision numérique élevée.

3. Appliquée à la détermination de la meilleure approximation cubique de $e^x(-1 \leq x \leq +1)$, la méthode proposée donne

$$e^x \sim 0,179\,533\,490\,6\, x^3 + 0,542\,972\,785\,7\, x^2 + 0,995\,667\,702\,9\, x + 0,994\,579\,478\,7.$$

Les extrema des modules de l'erreur, égaux à 0,005 528 37 coïncident sur huit décimales.

Comme meilleure cubique impaire approximant $\sin[(\pi/4)x](-1 \leq x \leq +1)$, on trouve

$$\sin\left(\frac{\pi}{4}x\right) \sim -0,077\,682\,359\, x^3 + 0,784\,637\,443\, x,$$

avec coïncidence des extrema de l'erreur qui valent 0,000 151 70 sur huit décimales.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) E. Remes; *Comptes rendus*, 199, 1934, p. 337.

(2) De la Vallée Poussin, *Acad. Roy. Belg. Bull. Sc.*, n° 12, 1910, p. 823.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Représentation topologique des sondages.* Note (*) de M. **Pierre Thionet**, présentée par M. Georges Darmois.

Cas de n tirages au sort dans une urne d'effectif N. — Les tirages exhaustifs peuvent être figurés par *un arbre* (tronc figurant la connaissance complète), N branches menant aux échantillons de taille N — 1, chacune divisée en N — 1 sous-branches se regroupant deux à deux aux échantillons de taille N — 2, ... le tout se terminant sur N échantillons de taille 1. Mais on peut symboliser cet arbre *par un axe* portant les points N, N — 1, N — 2, ..n, ..2,1. Le point (n) représente les divers échantillons de taille n. Un point zéro figurera l'absence d'échantillon. En faisant tendre N vers l'infini, on figure le cas d'une population de base infinie. Les tirages *avec remise* seront figurés de même; enfin il n'a pas été spécifié que les tirages étaient équiprobables.

Cas d'une structure de sondage plus complexe mais bien spécifiée. — Désignant par « structure » une population découpée en unités de sondage de divers ordres, elles-mêmes classées en strates (ou urnes), sous-strates, etc. et supposant choisi le « *mode de désignation* », c'est-à-dire les probabilités et modes de tirage au sort des unités échantillons, il reste à fixer la taille de l'échantillon, c'est-à-dire des *fractions* de sondage ou des *effectifs* de sondage (au 1er, 2e, ... degré).

A chaque jeu de ces paramètres correspond un *plan* de sondage et un sommet d'un certain *treillis*, figurant ladite structure.

On figurera par une arête du treillis tout tirage d'une seule unité, opération faisant passer d'un sommet à un autre, d'un plan de sondage à un autre *de taille inférieure*. Il est clair qu'on peut toujours (et au moins d'une façon) cheminer sur les arêtes, de l'origine (point figurant la population prise en totalité) à tout sommet du treillis.

Introduction d'une métrique. — Par définition la distance entre deux sommets consécutifs est la perte élémentaire d'information résultat de l'expulsion d'une unité de sondage hors de l'échantillon ; ces pertes sont additives.

On comptera les pertes d'information des divers plans de sondage par rapport à l'état de connaissance complète ; elles doivent être indépendantes du chemin parcouru sur les arêtes du treillis ; il s'ensuit que ces pertes doivent être des « informations » au sens général donné par Schützenberger à ce mot ([1]).

Remarque I. — Avec des unités de sondage en nombre infini ou avec des tirages avec remise, la perte d'information est la somme d'une série.

Remarque II. — Désignons par U l'univers et par E, E′, E″, . . . des échantillons de *tailles décroissantes* ; par $p(\mathrm{U}, \mathrm{E})$ la perte d'information pour E, par rapport à U, c'est un nombre certain ; par $p(\mathrm{E}, \mathrm{E}')$ celle pour E′ par rapport à E, c'est un nombre *aléatoire* de même que E lui-même. Supposons E et E′ liés par une *arête*, de même que E′ et E″, on a

$$p(\mathrm{U}, \mathrm{E}') = p(\mathrm{U}, \mathrm{E}) + \mathcal{E}\mathrm{P}(\mathrm{E}, \mathrm{E}'),$$

donc

$$\begin{aligned} p(\mathrm{U}, \mathrm{E}'') &= p(\mathrm{U}, \mathrm{E}') + \mathcal{E}\mathrm{P}(\mathrm{E}', \mathrm{E}'') \\ &= p(\mathrm{U}, \mathrm{E}) + \mathcal{E}\mathrm{P}(\mathrm{E}, \mathrm{E}') + \mathcal{E}\mathrm{P}(\mathrm{E}', \mathrm{E}''). \end{aligned}$$

Il arrive qu'on ait en outre

$$p(\mathrm{U}, \mathrm{E}'') = p(\mathrm{U}, \mathrm{E}) + \mathcal{E}\mathrm{P}(\mathrm{E}, \mathrm{E}'')$$

soit que E, E′, E″ soient *alignés*, soit qu'on ait affaire à un *triangle*. Ce dernier cas n'est pas fréquent ; et la condition d'*alignement* sur un *axe d'information* (ou une génératrice du treillis) est

$$\mathcal{E}\mathrm{P}(\mathrm{E}, \mathrm{E}'') = \mathcal{E}\mathrm{P}(\mathrm{E}, \mathrm{E}') + \mathcal{E}\mathrm{P}(\mathrm{E}', \mathrm{E}'').$$

Enfin la relation générale de récurrence avec E et E″ quelconques est

$$p(\mathrm{U}, \mathrm{E}'') - p(\mathrm{U}, \mathrm{E}) = p(\mathrm{U}, \mathrm{E}') - p(\mathrm{U}, \mathrm{E}) + \Sigma\mathcal{E}\mathrm{P}(\mathrm{E}', \mathrm{E}''),$$

où les E′ sont choisis de façon à former une ligne brisée entre E et E″.

Application. — Si l'on attache à U des paramètres ζ_j de l'univers et à E certains estimateurs Z_j des ζ_j, si W désigne le poids de l'erreur commise en substituant dans les applications Z_j à ζ_j, la *fonction de risque* $\mathcal{E}\mathrm{W}$ ([2]) est dans certains cas une perte d'information.

En particulier, avec $\mathrm{W} = (\mathrm{Z} - \zeta)^2$, donc $\mathcal{E}\mathrm{W} = \mathcal{E}(\mathrm{Z} - \zeta)^2$, et *en postulant*

l'estimateur sans biais, $\mathcal{E}W = \mathcal{V}Z$ est dans des cas étendus *une perte d'information.*

En effet, si E′ est sur une génératrice passant par E, on doit avoir

$$\mathcal{E}\mathcal{E}'(Z'-\zeta)^2 = \mathcal{E}(Z-\zeta)^2 + \mathcal{E}\mathcal{E}'(Z'-Z)^2,$$

c'est-à-dire

$$\mathcal{E}\mathcal{E}(Z'-Z)(Z-\zeta) = 0,$$

ce pour quoi il suffit qu'on ait $\mathcal{E}'(Z') = Z$; or Z′ est calculé avec l'échantillon de Z, privé d'une unité par tirage au sort. Nous dirons alors que l'estimateur Z est *uniformément sans biais*.

L'absence uniforme de biais est une condition *suffisante* pour que la variance soit une perte d'information.

En théorie des sondages, on dit qu'un estimateur Z de ζ est *cohérent* (« consistent ») si son expression analytique coïncide avec celle de ζ quand l'échantillon recouvre la population. On voit que beaucoup d'estimateurs Z ont la même expression analytique que ζ, sont uniformément cohérents; le cas du coefficient de corrélation montre qu'ils peuvent être biaisés; ainsi :

La variance d'un estimateur sans biais et uniformément cohérent est une perte d'information. (Ce cas englobe celui *de la moyenne* de la variance et de la covariance.)

Cas de plusieurs paramètres à estimer. — En posant $\zeta = \sum_j u_j\zeta_j$, $Z = \sum_j u_j Z_j$, la perte d'information de Z devient une forme quadratique :

$$\mathcal{V}Z = \sum_j u_j^2 \mathcal{E}(Z_j-\zeta_j)^2 + \sum_j \sum_k u_j u_k \mathcal{E}(Z_j-\zeta_j)(Z_k-\zeta_k).$$

Cas de plusieurs métriques. — Pour comparer deux tirages au sort (probabilités égales et inégales) (avec estimateurs sans biais dans les deux cas) ou pour employer des informations supplémentaires (estimateurs par ratio, par différences, par régression, ...) on utilise simultanément plusieurs « réalisations » du même treillis. Supposons que nos deux pertes d'information soient $\mathcal{V}Z$ et $\mathcal{V}Z_1$ avec $\mathcal{V}Z_1 - \mathcal{V}Z > 0$; c'est en général à tort qu'on appellerait cette différence un *gain d'information*; il faut d'abord définir un treillis général où sont figurés les Z et les Z_1; alors il faut que $\mathcal{V}Z_1 - \mathcal{V}Z = \mathcal{E}(Z_1 - Z)^2$, ce qui est l'exception.

Exemple. — Avec la méthode d'estimation par différence de Žarković, cette condition suppose qu'on a $\rho = \sigma_y/2\sigma_x$, X étant la variable étudiée, Y celle pour laquelle on a « l'information » $\bar{y}$, σ désignant l'écart type et ρ le coefficient de corrélation, $\bar{x}$ étant estimé par $\bar{X}$ sur échantillon obtenu par tirages équiprobables dans une urne.

Cas de plusieurs treillis. — Ceci s'étend au cas où l'on veut comparer deux

estimateurs Z et Z_1 de ζ ne correspondant plus à la même structure de sondage : changement du découpage des unités, changement des strates, changement du mode de tirage (par exemple sondage « systématique »). En général, parler de gain d'information n'a pas de sens.

Pourtant ceci est en défaut quand on compare les tirages avec et sans remise dans une urne : car en s'en tenant à $n \leq N$, l'axe d'information du sondage bernoullien se projette orthogonalement sur celui du sondage exhaustif (puisqu'ils sont semblables).

(*) Séance du 18 novembre 1957.
(1) *Thèse*, 1954.
(2) Basu, *Sankhya*, décembre 1952, p. 45-52.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Fonctions de probabilités à deux variables extrémales indépendantes.* Note (*) de M. **Émile J. Gumbel**, transmise par M. Maurice Fréchet.

Soient ξ et η deux variables aléatoires indépendantes et soient $F(\xi)$ et $G(\eta)$ leurs fonctions de probabilité, alors la fonction de probabilité $H(\xi, \eta)$ à deux variables indépendantes est leur produit et la même relation vaut pour les densités de probabilité. Ce théorème simple permet des applications intéressantes à la théorie des valeurs extrêmes.

Si l'on identifie $F(\xi)$ et $G(\eta)$ respectivement à deux parmi les trois fonctions de probabilité asymptotiques des plus grandes valeurs, à savoir :

$$\Phi^{(1)}(\xi) = \exp[-e^{-\xi}], \qquad \Phi^{(2)}(\eta) = \exp[-\eta_1^{-k}] \qquad (\eta_2 \geq 0;\ k > 0),$$
$$\Phi^{(3)}(\eta_2) = \exp[-(-\eta_2)^k] \qquad (\eta^2 \leq 0;\ k > 0)$$

alors les six fonctions de probabilités asymptotiques $H^{(k,\lambda)}(\xi, \eta)$ à deux plus grandes valeurs indépendantes sont les produits :

$$H^{(k,\lambda)}(\xi, \eta) = \Phi^{(k)}(\xi)\,\Phi^{(\lambda)}(\eta_\nu) \qquad (k, \lambda = 1, 2, 3;\ \nu = 1, 2).$$

Les six fonctions de probabilités asymptotiques de deux plus petites valeurs indépendantes s'obtiennent par la symétrie, valable pour ξ et η,

$$\Phi^{(k)}(\xi) = 1 - \Phi^{(k)}(-\xi) \qquad (k = 1, 2, 3)$$

qui lie les trois fonctions asymptotiques, $\Phi^{(k)}(\xi)$, de probabilité des plus petites valeurs aux trois fonctions $\Phi^{(k)}(\xi)$, de probabilité asymptotiques des plus grandes valeurs.

En l'espèce, les trois fonctions de probabilité ${}^{(1,1)}H(\xi, \eta)$; ${}^{(2,2)}H(\xi, \eta_1)$; ${}^{(3,3)}H(\xi, \eta_2)$ des deux plus petites valeurs indépendantes appartenant aux mêmes types sont :

$${}^{(1,1)}H(\xi, \eta) = [1 - \exp(-e^{\xi})][1 - \exp(-e^{\eta})],$$
$${}^{(2,2)}H(\xi, \eta_1) = [1 - \exp(-(-\xi)^{-k})][1 - \exp(-(-\eta_1)^{-l}] \qquad (\xi < 0, \eta_1 < 0, k > 0, l > 0),$$
$${}^{(3,3)}H(\xi, \eta_2) = [1 - \exp(-\xi^k)][1 - \exp(-\eta_2^l)] \qquad (\xi > 0;\ \eta_2 > 0;\ k > 0, l > 0).$$

Les six probabilités à deux valeurs extrêmes indépendantes s'obtiennent comme le produit de chacune des trois probabilités asymptotiques des plus grandes valeurs par chacune des trois probabilités des plus petites valeurs. En l'espèce, la fonction de répartition d'une plus grande et d'une plus petite valeur (toutes les deux du premier type) est :

$$ {}^{(1)}\mathrm{H}^{(1)}(\xi, \eta) = \exp(-e^{-\xi})\,[1 - \exp(-e^{\eta})]. $$

Pour les applications pratiques on substitue à ξ et η des transformations linéaires x, y, z qui sont pour les plus grandes valeurs, respectivement

$$ \xi = \alpha(x - u_1); \qquad \eta_1 = \frac{y - \varepsilon}{u_2 - \varepsilon}; \qquad \eta_2 = \frac{\omega - z}{\omega - u_3}; \qquad u_2 > \varepsilon; \qquad u_3 < \omega $$

et pour les plus petites valeurs, respectivement

$$ \xi = {}_1\alpha(x - {}_1u_1); \qquad \eta_1 = \frac{{}_1\omega - y}{{}_1\omega - {}_1u_2}; \qquad \eta_2 = \frac{z - {}_1\varepsilon}{{}_1u_3 - {}_1\varepsilon}; \qquad \omega > {}_1u_2; \qquad {}_1u_3 > {}_1\varepsilon $$

où ε et ω sont les limites inférieures et supérieures des variables. Les indices à gauche indiquent les paramètres valables pour les plus petites valeurs.

Si nous acceptons la première distribution asymptotique des plus grandes valeurs pour les débits de crues et la troisième distribution des plus petites valeurs pour les débits d'étiage *et si nous supposons* que les deux phénomènes soient indépendants, la probabilité qu'une année montre une crue inférieure à x et de même un débit d'étiage plus sévère que z, est

$$ {}^{(1)}\mathrm{H}^{(3)}(x, z) = \exp[-e^{-\alpha(x-u)}]\left(1 - \exp - \left(\frac{z - {}_1\varepsilon}{{}_1u_3 - {}_1\varepsilon}\right)^{k}\right), $$

où les paramètres α, u, u_3, ${}_1\varepsilon$ et k seront estimés d'après les observations des débits de crue et d'étiage.

Ainsi 18 distributions extrémales à deux variables indépendantes sont à notre disposition pour l'analyse des courbes d'équiprobabilité.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

ÉLASTICITÉ. — *Sur une méthode purement optique pour la mesure du rapport du coefficient de Poisson ν au module d'élasticité* E *des corps isotropes transparents.* Note de MM. **Henry Favre** et **Marzio Martinola**, présentée par M. Joseph Pérès.

Cette méthode consiste à mesurer les variations absolues de marche de rayons lumineux traversant une éprouvette prismatique, que l'on tend ou comprime après l'avoir placée successivement dans deux milieux d'indices différents. Grâce à la mesure complémentaire de la variation relative de marche et à l'emploi de la théorie des erreurs de Gauss, le rapport ν/E peut être déterminé à quelques millièmes près.

Dans le domaine élastique, la matière d'un corps solide isotrope peut être caractérisée, au point de vue des déformations, par le module d'élasticité E et le coefficient de Poisson ν. Or, si la détermination précise de E n'offre pas de difficulté, il n'en est pas de même de la mesure de ν. Nous présentons ici un procédé permettant de déterminer le rapport ν/E des *matières isotropes transparentes*, à quelques millièmes près : connaissant ν/E et E, on en déduira immédiatement ν.

Soit une éprouvette prismatique, de section rectangulaire, prélevée dans une telle matière et *placée d'abord dans l'air*. Désignons par e l'épaisseur traversée, normalement à deux des faces latérales, par un rayon lumineux monochromatique polarisé, *vibrant parallèlement à la direction* 1 *des arêtes latérales* et considérons deux points fixes A, B situés sur le support de ce rayon, de part et d'autre de l'éprouvette. Si nous appliquons sur les bases du prisme deux forces axiales P, égales mais de sens contraires, les tensions principales en un point quelconque auront les valeurs $\sigma_1 = P/F$, $\sigma_2 = \sigma_3 = 0$, F désignant l'aire de la section droite, 3 la direction du rayon lumineux et 2 la direction perpendiculaire à 1 et 3.

Avant l'application des forces P, le chemin optique relatif au segment $\overline{AB} = l$ du rayon est $L = l + (n-1)e$, n désignant l'indice de réfraction de l'éprouvette. Par suite de l'application des forces, ce chemin variera de

$$dL = (n-1)\,de + e\,dn$$

et la variation absolue de marche du rayon sera

$$(1)\qquad \delta_1 = -dL = -[(n-1)\,de + e\,dn].$$

Si l'éprouvette est ensuite *placée dans un liquide d'indice* n', le chemin optique initial relatif au même segment aura la valeur $L' = n'l + (n - n')e$, et la variation absolue de marche produite par l'application des mêmes forces P sera

$$(2)\qquad \delta'_1 = -dL' = -[(n-n')\,de + e\,dn].$$

En soustrayant (1) de (2) et en remarquant que $de = -\nu\sigma_1 e/E$, on obtient

$$\delta'_1 - \delta_1 = (n'-1)\,de = -\frac{(n'-1)\nu\sigma_1 e}{E},$$

d'où

$$(3)\qquad \frac{\nu}{E} = \frac{\delta_1 - \delta'_1}{(n'-1)\,e\sigma_1}.$$

On aura donc le rapport ν/E en mesurant les grandeurs e, $\sigma_1 = P/F$, n', δ_1 et δ'_1. Or e, F, P, n' peuvent être évaluées à 1/1000e près à l'aide de méthodes courantes, et un interféromètre permettra de déterminer δ_1 et δ'_1 à 1 % près. On obtiendra ainsi ν/E à 1 ou 2 % près. Si l'on veut une plus grande précision, on utilisera la méthode suivante :

Désignons par δ_2 et δ'_2 les variations absolues de marche mesurées dans les mêmes conditions, *mais en utilisant un rayon polarisé vibrant parallèlement à la direction* 2. On aura

$$(3') \qquad \frac{\nu}{E} = \frac{\delta_2 - \delta'_2}{(n'-1)e\sigma_1}.$$

Posons

$$\frac{\delta_1}{e\sigma_1} = a, \qquad \frac{\delta_2}{e\sigma_1} = b, \qquad \frac{\delta'_1}{e\sigma_1} = a', \qquad \frac{\delta'_2}{e\sigma_1} = b',$$

d'où

$$(4) \qquad \frac{\nu}{E} = \frac{a - a'}{n' - 1} = \frac{b - b'}{n' - 1}.$$

Or a, b sont les coefficients figurant dans les deux premières équations du système sur lequel est fondée la méthode purement optique utilisée en photo-élasticité bidimensionnelle [1] :

$$(5) \qquad \delta_1 = a\,e\sigma_1 + b\,e\sigma_2, \qquad \delta_2 = b\,e\sigma_1 + a\,e\sigma_2, \qquad \delta_3 = c\,e(\sigma_1 - \sigma_2),$$

où δ_3 désigne la variation relative de marche des deux rayons considérés. Ces équations deviennent en effet, pour $\sigma_2 = 0$: $\delta_1/e\sigma_1 = a$, $\delta_2/e\sigma_1 = b$. Les quantités a', b' ont des significations analogues, comme on le reconnaît en écrivant les équations, de formes identiques à celles du système (5), mais relatives au cas où l'éprouvette est placée dans un liquide d'indice n'. *Ainsi, grâce aux formules* (4), *la détermination du rapport* ν/E *est ramenée à celle des coefficients* a, b, a', b', *l'indice* n' *étant supposé connu*. Or ces coefficients — ainsi que c et c' — peuvent être déterminés très exactement à l'aide de l'éprouvette dont il est question ici. Il suffira, pour cela : 1° de faire avec un interféromètre les mesures de δ_1, δ_2, δ'_1, δ'_2 pour un certain nombre N de valeurs de σ_1, réparties entre zéro et la limite de proportionnalité (à la traction ou à la compression) de la matière; 2° de faire les mesures complémentaires de δ_3, δ'_3 à l'aide d'un compensateur; 3° d'appliquer ensuite la *méthode des moindres carrés de Gauss*, en s'appuyant sur les relations connues :

$$(6) \qquad a - b = c \qquad \text{et} \qquad a' - b' = c'.$$

Esquissons les opérations. Des mesures de δ_1, δ_2, ..., δ'_3 on déduit des *valeurs de première approximation* $\bar{a}$, $\bar{b}$, ..., $\bar{c}'$ pour les coefficients a, b, ..., c', ainsi que les erreurs moyennes $m_{\bar{a}}$, $m_{\bar{b}}$, ..., $m_{\bar{c}'}$ et les poids $p_{\bar{a}}$, $p_{\bar{b}}$, ..., $p_{\bar{c}'}$ de ces valeurs

$$(7) \qquad \bar{a} = \frac{[\sigma_1\delta_1]}{e[\sigma_1^2]}, \qquad m_{\bar{a}} = \pm\frac{1}{e}\sqrt{\frac{[\sigma_1^2][\delta_1^2] - [\sigma_1\delta_1]^2}{(N-1)[\sigma_1^2]^2}}, \qquad p_{\bar{a}} = \frac{1}{m_{\bar{a}}^2}, \qquad \ldots$$

(les parenthèses [ ] désignent ici les sommes des quantités placées entre les crochets). L'utilisation des conditions (6) permet ensuite de calculer des *valeurs de seconde approximation* pour les coefficients cherchés. Pour le calcul

de a, b, c par exemple, on pose $a - b - c = w$. Les valeurs de seconde approximation de ces coefficients, ainsi que les erreurs moyennes et les poids correspondants sont alors

$$(8)\quad \begin{cases} a = \bar{a} - \dfrac{\dfrac{1}{p_{\bar{a}}}}{\left[\dfrac{1}{p}\right]} w, \qquad b = \bar{b} + \dfrac{\dfrac{1}{p_{\bar{b}}}}{\left[\dfrac{1}{p}\right]} w, \qquad c = \bar{c} + \dfrac{\dfrac{1}{p_{\bar{c}}}}{\left[\dfrac{1}{p}\right]} w, \\ m_a = \pm \dfrac{\sqrt{\dfrac{1}{p_{\bar{a}}}}\sqrt{\dfrac{1}{p_{\bar{b}}} + \dfrac{1}{p_{\bar{c}}}}}{\left[\dfrac{1}{p}\right]} w, \qquad \ldots, \qquad p_a = \dfrac{1}{m_a^2}, \qquad \ldots. \end{cases}$$

En posant ensuite $\Delta a = a - a'$, $\Delta b = b - b'$, on aura

$$(9)\quad m_{\Delta a} = \pm\sqrt{m_a^2 + m_{a'}^2}, \qquad m_{\Delta b} = \pm\sqrt{m_b^2 + m_{b'}^2}, \qquad p_{\Delta a} = \frac{1}{m_{\Delta a}^2}, \qquad p_{\Delta b} = \frac{1}{m_{\Delta b}^2}$$

et la valeur de ν/E et son erreur moyenne seront :

$$(10)\quad \frac{\nu}{E} = \frac{p_{\Delta a}\,\Delta a + p_{\Delta b}\,\Delta b}{(n'-1)(p_{\Delta a} + p_{\Delta b})}, \qquad m_{\frac{\nu}{E}} = \pm \frac{\Delta a - \Delta b}{(n'-1)(p_{\Delta a} + p_{\Delta b})}\sqrt{p_{\Delta a}\cdot p_{\Delta b}}.$$

Nous avons appliqué cette méthode à l'*allite CR* 39 ($e = 6{,}25$ mm) et au *plexiglas* ($e = 9{,}90$ mm). Les éprouvettes ont été soumises à la compression et analysées en utilisant la lumière verte de l'arc du mercure ($\lambda = 0{,}5461\ \mu$). Comme liquide, nous avons pris de l'eau ($n' = 1{,}3350$) (il est essentiel de choisir un liquide qui ne détériore pas les faces des éprouvettes). δ_1, δ_2, δ'_1, δ'_2 ont été mesurés à l'aide d'un *interféromètre de Mach-Zehnder*, donnant ces grandeurs à $0{,}03\ \lambda$ près. Un *compensateur de Bravais* a permis de mesurer δ_3, δ'_3 à $0{,}003\ \lambda$ près. Les résultats ont été les suivants, en millimètres carrés par kilogramme :

allite : $\dfrac{\nu}{E} = (1{,}8753 \pm 0{,}0039)\,.\,10^{-3}$, plexiglas : $\dfrac{\nu}{E} = (1{,}1350 \pm 0{,}0015)\,.\,10^{-3}$.

(1) *Voir* H. Favre, *Schweiz. Bauzeitung* des 3 et 10 décembre 1927 et *Revue d'Optique théor. et instrum.*, mai à août 1929.

(*École Polytechnique Fédérale, Zurich.*)

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur le calcul des ondes courbes parallèles au bord dans un liquide pesant sur un fond incliné.* Note (*) de M. **Maurice Roseau**, présentée par M. Henri Villat.

Dans une Note antérieure (1) nous avons réduit l'étude de ce problème à la recherche d'une fonction analytique $G(\zeta)$ qui doit vérifier certaines équations fonctionnelles. Posant $\operatorname{Log} G(i\rho) = h(\rho)$, $\rho = e^\nu$ réel, $h(e^\nu) = H(\nu)$, on peut

montrer à partir de ces équations que $H(\nu)$ doit être solution d'une équation intégrale qu'on peut résoudre grâce à l'intégrale de Fourier.

Posant

$$\tilde{H}(w) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{iwu}\, H(u)\, du \qquad (-1 < \operatorname{Im} w < 0),$$

on est ainsi conduit aux résultats suivants :

1° $\pi - 2\theta \neq 2n\alpha$, n entier. On a

$$\tilde{H}(w) = \frac{\pi}{w} \frac{e^{(\beta-2\pi)w} - e^{(\pi-2\alpha-\beta)w}}{(e^{-\pi w}-1)(e^{-2\alpha w}-1)} + \frac{\pi}{w} \frac{e^{(\theta+2\alpha)w} - e^{(\pi-\theta)w}}{(e^{-\pi w}-1)(e^{-2\alpha w}-1)} \qquad \text{avec} \quad \beta = 2k\alpha + \theta,$$

puis

$$H(u) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty+i\sigma}^{+\infty+i\sigma} e^{-iwu}\, \tilde{H}(w)\, dw \qquad (-1 < \sigma < 0),$$

d'où l'on déduit $h(\rho)$.

On montre que $h(\rho) = O(1/\rho^2)$ si $\rho \to +\infty$, tandis que

$$h(\rho) \sim -\frac{\pi + \theta - \beta}{\alpha} \operatorname{Log} \rho \quad \text{si} \quad \rho \to 0.$$

On en déduit en particulier que $|g(i\rho)| = O\{1/\rho^{(\pi/\alpha)+2}\}$, si $\rho \to 0$;

2° $\pi - 2\theta = 2n\alpha$. Dans ce cas la fonction $H(u)$ peut être déterminée explicitement à partir de sa transformée de Fourier et l'on trouve ainsi :

$$h(\rho) = -\frac{1}{2} \operatorname{Log} \prod_{p=1}^{n-1} \left(\frac{1}{\rho^2} - \cos(\theta + 2\alpha p)\frac{1}{\rho} + 1 \right).$$

Ayant ainsi calculé la fonction $h(\rho)$ dans l'un ou l'autre cas on définit la fonction $G(\zeta)$ dans le demi-plan $\operatorname{Re}\zeta > 0$, par l'intégrale

$$G(\zeta) = \exp\left\{ \frac{1}{\pi i} \int_{-i\infty}^{+i\infty} \frac{h(|z|)}{z - \zeta}\, dz \right\}.$$

Dans le premier cas la fonction $g(\zeta)$ peut être représentée au voisinage de $\zeta = 0$ par

$$g(\zeta) = \frac{1}{\zeta^{\frac{\pi}{\alpha}+2}} (1 + O|\zeta^{\mu}|) \qquad (0 < \mu < 1).$$

Dans le deuxième cas la fonction $G(\zeta)$ est égale à

$$G(\zeta) = \prod_{p=1}^{n-1} \frac{\zeta}{\zeta - i\, e^{i(\theta+2\alpha p)}},$$

d'où l'on déduit l'expression de $g(\zeta)$. La fonction ainsi obtenue vérifie en outre l'équation fonctionnelle

$$g(\zeta) = (-1)^{n-1} \frac{1}{\zeta^2}\, g\left(\frac{1}{\zeta}\right).$$

L'étude de la représentation de φ conduit aux conclusions suivantes :

1° toutes les solutions obtenues tendent vers zéro à l'infini au large ;

2° dans le cas $\pi-2\theta\neq 2n\alpha$, on obtient deux solutions qui sont au voisinage du bord de l'ordre de $r^{-\pi/\alpha}$, $r=\sqrt{x^2+y^2}$;

3° dans le cas $\pi-2\theta=2n\alpha$, n entier.

1° n impair : $\varphi_1(x,p)=0$. La solution $\varphi_2(x,y)$ est égale à

$$\varphi_2=\sum_{q=1}^{n}A_q\exp\left\{-\frac{\sin(\theta+2q\alpha)}{\cos\theta}x-\frac{\cos(\theta+2q\alpha)}{\cos\theta}y\right\},$$

avec

$$A_q=(i)^{n-1}\prod_{s=1-q,\ s\neq 0}^{n-q}\operatorname{cotg} s\alpha.$$

2° n pair : $\varphi_2(x,y)=0$. La solution $\varphi_1(x,y)$ est égale à

$$\varphi_1=\pi\sum_{q=1}^{n}B_q\exp\left\{-\frac{\sin(\theta+2q\alpha)}{\cos\theta}x-\frac{\cos(\theta+2q\alpha)}{\cos\theta}y\right\}+S(x,y),$$

avec

$$B_q=\frac{2iA_q}{k}\varepsilon,\qquad \varepsilon=+1\quad\text{pour } q\leq\frac{n}{2}-1,$$

$$\varepsilon=0\quad\text{pour } q=\frac{n}{2},\qquad \varepsilon=-1\quad\text{pour } q\geq\frac{n}{2}+1$$

et

$$S(x,y)=\int_0^{-1}\exp\left\{\frac{k}{2}x\left(\zeta+\frac{1}{\zeta}\right)\right\}$$
$$\cdot\left[\frac{k}{2}\left(\zeta-\frac{1}{\zeta}\right)\cos\frac{k}{2}\left(\zeta-\frac{1}{\zeta}\right)y+\sin\frac{k}{2}\left(\zeta-\frac{1}{\zeta}\right)y\right]\frac{g(\zeta)\,d\zeta}{\left[\frac{k}{2}\left(\zeta-\frac{1}{\zeta}\right)\right]^2+1}.$$

Cette solution présente au bord une singularité logarithmique.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2472.

AÉRODYNAMIQUE. — *Déviation d'un jet principal par un jet auxiliaire faiblement incliné. Résolution du problème par analogie rhéoélectrique.* Note (*) de M. **Thoai-Sum Luu**, présentée par M. Joseph Pérès.

1. D'un canal rectiligne indéfini de largeur l débouche un jet principal dans une atmosphère à la pression p_0. Ce jet principal est dévié par un mince jet auxiliaire de débit Q_j sortant sous une inclinaison Θ et avec une vitesse d'éjection V_j, d'une fente F placée sur un bord du canal à la distance d de la

section de sortie OO′ (*fig.* 1). L'écoulement est supposé plan et permanent et le fluide parfait, irrotationnel, incompressible et non pesant.

Le jet principal est limité à sa partie supérieure par la courbe O′I le long de laquelle règne la pression ambiante p_0 et à sa partie inférieure par le filet fluide FJ qui schématise le jet auxiliaire supposé infiniment délié. Les formes

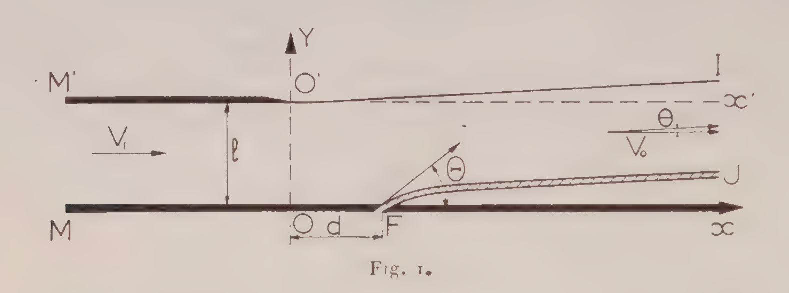


Fig. 1.

de ces courbes ne sont pas connues *a priori*, mais cependant déterminées par des conditions d'équilibre de pression à leur frontière. Si l'angle Θ est petit, on peut admettre l'hypothèse des faibles perturbations et, dans le cadre d'une théorie linéarisée écrire les conditions aux limites qui définissent ces frontières sur leur projection Ox' et Fx.

Pour définir l'écoulement, on considère le potentiel des vitesses $\Phi(x, y)$, mis sous la forme

$$\Phi(x, y) = V_0 x + \varphi(x, y)$$

qui fait apparaître la composante de la vitesse V_0 suivant Ox de l'écoulement uniforme qui s'établit à l'aval, ainsi que le potentiel de perturbation $\varphi(x, y)$,

A l'amont, l'écoulement dans le canal possède une vitesse uniforme V_1; à l'infini aval, le jet principal complètement dévié d'un angle θ, retrouve une vitesse uniforme dont la composante horizontale est V_0 donc $(\varphi'_x)_{+\infty} = 0$ et l'effet de striction provoqué par le jet auxiliaire impose que $V_0 > V_1$ donc que $(\varphi'_x)_{-\infty} < 0$.

2. Les conditions aux limites qui déterminent le potentiel de perturbation $\varphi(x, y)$ sont les suivantes :

a. Le long des parois du canal, c'est-à-dire suivant MF et M′O′, on a $\partial\varphi/\partial y = 0$;

b. Sur la frontière supérieure du jet, ligne O′I, la pression est constante et égale à p_0; avec l'approximation adoptée on écrira donc $\varphi'_x = 0$ sur $O'x'$ ou encore $\varphi = \text{Cte} = \varphi_0$;

c. L'équilibre du filet fluide constituant le jet auxiliaire exige qu'en chaque point de FJ :

$$p_+ - p_0 = \frac{Q_j V_j}{\mathcal{R}}, \tag{1}$$

où p_+ désigne la pression en bordure du jet principal et $\mathcal{R}$ le rayon de courbure du filet. Cette condition peut être écrite sur $\mathrm{F}x$ et donne, en adoptant des hypothèses analogues à celles que L. Malavard (¹) avait admises pour le jet de soufflage au bord de fuite d'une aile;

$$-\rho V_0 \varphi'_x = -\frac{Q_j V_j}{V_0} \varphi''_{xy} \tag{2}$$

soit encore en intégrant et en introduisant un coefficient C_μ de quantité de mouvement ($C_\mu = 2 Q_j V_j / \rho V_0^2 l$) :

$$\varphi = \frac{C_\mu l}{2} \varphi'_y + \bar{\varphi}. \tag{3}$$

la constante $\bar{\varphi}$ est telle qu'au point F où $(\varphi'_y)_F = V_0 \Theta$ on ait

$$\varphi_F = \frac{C_\mu l}{2} V_0 \Theta + \bar{\varphi}. \tag{4}$$

on a d'ailleurs à l'infini aval :

$$\varphi_{+\infty} = \frac{C_\mu l}{2} V_0 \Theta + \bar{\varphi}. \tag{5}$$

d. La vitesse $(\varphi'_x)_{-\infty}$ de l'écoulement uniforme de perturbation dans le canal à l'infini amont est finalement déterminée en écrivant qu'au point O′ la vitesse est encore tangente à la paroi M′O′, d'où la condition $(\partial\varphi/\partial y)_{0'} = 0$.

3. La détermination de $\varphi(x, y)$ a été obtenue au moyen de la méthode d'analogie rhéoélectrique en identifiant cette fonction harmonique au potentiel électrique d'une cuve rectangulaire $\mathrm{MM}'xx'$. Le montage analogique est représenté sur la figure 2. Les frontières MF et M′O′ sont isolantes d'après *a*.

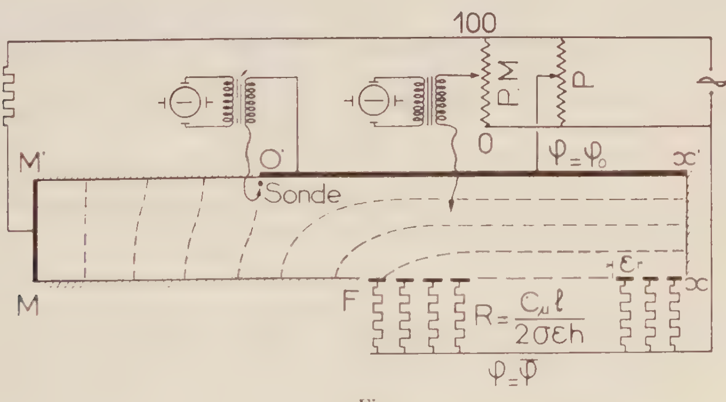


Fig. 2.

Le bord $\mathrm{O}'x'$ est formé par une électrode au potentiel φ_0 (condition *b*). La partie $\mathrm{F}x$ est recouverte de petites électrodes de largeur ε et de hauteur h, que l'on alimente, à partir d'un potentiel fixe $\bar{\varphi}$, à travers des résistances R; on sait

que ce montage satisfait automatiquement la condition (3) du type de Fourier en prenant $R = C_\mu l/2\sigma\varepsilon h$ (où σ désigne la conductivité du modèle analogique). Enfin une électrode, placée suivant MM′, est alimentée de manière à figurer l'écoulement uniforme amont de vitesse $(\varphi'_x)_{-\infty}$: une sonde placée sur Oy, au voisinage immédiat de O′ permet de remplir la condition d, en réglant φ_0 pour que la ligne potentielle de même valeur soit tangente à Oy en ce point O′.

4. La mesure du potentiel aux électrodes donne les résultats cherchés. Le rapport θ/Θ entre l'angle de déviation θ et l'angle de soufflage Θ se déduit de (4) et (5) d'après les valeurs que prend le potentiel au point F et à l'extrémité droite de la cuve ($x = +\infty$), on a

$$\frac{\theta}{\Theta} = \frac{\varphi_\infty - \bar{\varphi}}{\varphi_F - \bar{\varphi}}.$$

Le coefficient de striction, défini par $\lambda = V_1/V_0$, est obtenu en mesurant l'intensité qui entre par l'électrode MM′, cette intensité est, en effet, proportionnelle à $(\varphi'_x)_{-\infty}$.

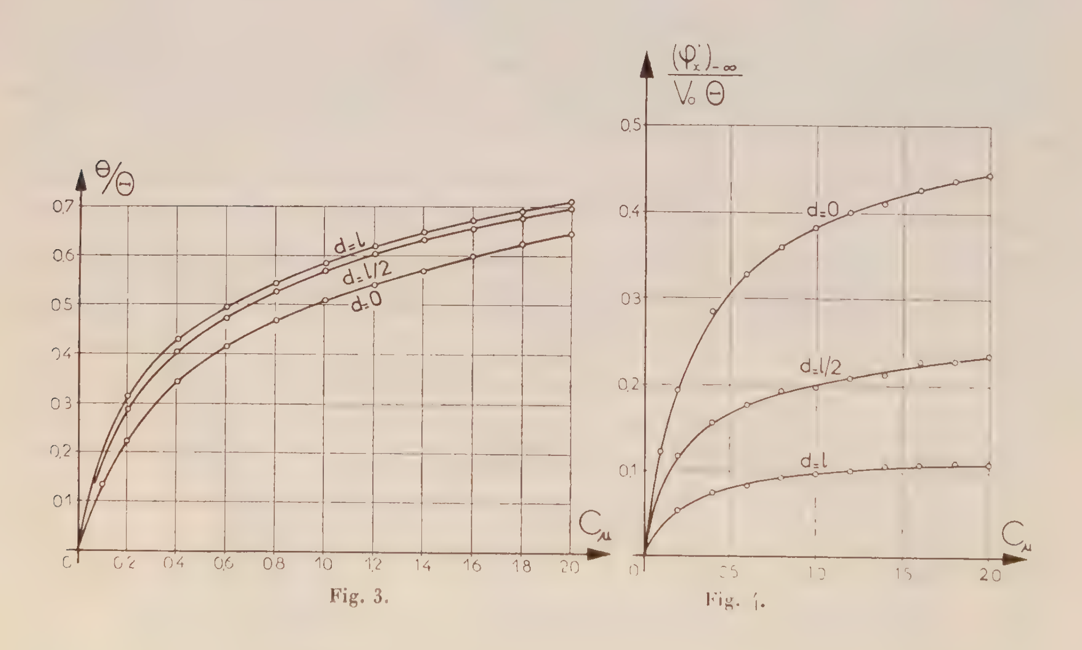


Fig. 3. Fig. 4.

Les calculs analogiques, effectués pour diverses valeurs du paramètre l/d, ont donné les résultats représentés sur les figures 3 et 4 : variations de θ/Θ et de $-(\varphi'_x)_{-\infty}/V_0\Theta$ en fonction de C_μ.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) L. Malavard, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2440.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Systèmes dynamiques à hérédité non linéaire et à mémoire totale.* Note (*) de M. **Théodore Vogel**, présentée par M. Joseph Pérès.

Dans une Note antérieure ([1]), que nous désignerons par (I), nous avons recherché les solutions périodiques de l'équation intégrodifférentielle

$$\ddot{x}+x+\int_0^t f(x,\dot{x})\,dt=0,$$

en la ramenant au système d'équations différentielles dans R^3,

$$\frac{dx}{y}=\frac{dy}{-z}=\frac{dz}{F(x,y)}=dt$$

On étend aisément les considérations de I à l'équation plus générale

$$\ddot{x}+g(x,\dot{x})+\int_0^t f(x,\dot{x})\,dt=0,$$

où g est, comme f, une fonction holomorphe de ses arguments : en effet, posons

$$y\equiv\dot{x};\qquad z\equiv-\dot{y};\qquad F(x,y,z)\equiv yg_{,x}+f-zg_{,y},$$

on obtient le système d'équations différentielles dans R^3,

$$\frac{dx}{y}=\frac{dy}{-z}=\frac{dz}{F(x,y,z)}=dt.$$

Ses points singuliers sont donnés par $y=0$, $z=0$, $F(x,0,0)=0$, tout comme dans I; mais l'équation aux directions propres est ici

$$S^3-aS^2+bS-c=0,\qquad (a=-g_{,y};\ b=g_{,x}+f_{,y};\ c=-f_{,x}),$$

la somme des racines n'est plus nécessairement nulle, et le point singulier pourra être de n'importe quelle nature.

Le cas d'un nœud (discriminant positif) ne nous intéresse pas, car il exclut toute possibilité de solution périodique; celui d'un col-nœud ou col-foyer est justiciable, à des modifications banales près, des raisonnements de I, et fournit par conséquent comme solution périodique éventuelle le cycle limite qui peut entourer le col-foyer sur la surface singulière U de I; il se présentera si le discriminant est négatif et si $ab/c<1$. L'éventualité nouvelle qu'il faut examiner maintenant est celle où le point singulier (où l'on aura transporté l'origine des coordonnées) est un foyer (discriminant négatif, mais $ab/c>1$).

Les racines de l'équation en S seront s réelle, et s', $s'^{\star}$ imaginaires conjuguées; supposons $s\neq 0$, $s'+s'^{\star}\neq 0$, ce qui sera généralement le cas : on

sait [2] qu'il existe alors une transformation $(x, y, z) \rightarrow (u_1, u_2, u_3 = u_2^*)$ qui ramène nos équations différentielles à la forme réduite « normale »

$$\frac{du_1}{su_1} = \frac{du_2}{s'u_2} = dt$$

dont l'intégration est immédiate, et donne $u_1 = u_1^0 e^{st}$; $u_2 = u_2^0 e^{s't}$. Les u sont des fonctions holomorphes des anciennes variables, s'annulant avec celles-ci, et satisfaisant aux équations aux dérivées partielles

$$Lu_1 - su_1 = Lu_2 - s'u_2 = 0 \qquad \left(L = y\frac{\partial}{\partial x} - z\frac{\partial}{\partial y} + F\frac{\partial}{\partial z}\right).$$

En éliminant le temps et faisant apparaître des fonctions réelles de x, y, z, nous obtenons la famille de surfaces à un paramètre

$$V(x, y, z; \lambda) = u_2 u_2^* - \lambda u_1^\sigma = 0,$$

où σ est le rapport réel de $s' + s'^*$ à s; toutes les V passent par l'origine et n'ont pas d'autre point commun; chacune d'elles porte une trajectoire spirale s'enroulant vers le foyer pour t tendant vers $+\infty$ ou vers $-\infty$. Notons que les V satisfont à l'équation $LV - (s' + s'^*)V = 0$.

A cette famille, il faut ajouter la transformée, dans l'espace x, y, z, du point singulier $u_1 = u_2 = 0$ de l'espace des réduites : or en ce point $Lu_i = 0$, ce qui est précisément l'équation de la surface singulière U, trouvée en I. Cette surface, on l'a vu, est sillonnée de spirales ayant O pour foyer.

Toute solution périodique $x = X(t)$, $y = Y(t)$, $z = Z(t)$, donne des fonctions $u_1(X, Y, Z)$, $u_2(X, Y, Z)$ également périodiques : or les $u(t)$ de la famille régulière, trouvée plus haut, ne sauraient l'être ; il ne peut y avoir par conséquent d'autre solution périodique, dans le cas du foyer, que le cycle limite éventuel porté par U, exactement comme dans le cas du col-foyer discuté dans I.

On peut mettre en évidence le rôle privilégié de la surface « d'hérédité exceptionnelle » U en rapportant tout point de l'espace à des coordonnées « naturelles » curvilignes, ξ et η définissant un point de U, ζ compté le long de la normale à U en ce point ; nous appellerons ζ l'*hérédité naturelle* de l'affixe. Les seules trajectoires qui puissent tendre éventuellement vers un cycle limite sont celles à hérédité naturelle nulle, et le cycle en question pourra être stable par rapport à des perturbations qui ne touchent pas à l'hérédité naturelle ; au contraire, tout accroissement fortuit de l'hérédité naturelle transportera l'affixe sur une V voisine de U, et ne lui permettra jamais de revenir sur cette surface.

Les procédés que nous avons utilisés sont applicables lorsque, dans le plan complexe, l'origine est intérieure au triangle formé par les racines de l'équation en S (cas du col-foyer), ou extérieure à ce triangle (cas du foyer). La coalescence peut se présenter lorsque l'origine est sur le contour du triangle par

annulation de la racine réelle s, ou par annulation de $s' + s'^{*}$ ($ab/c = x$ ou 1); la première éventualité ne présente aucun comportement nouveau; dans la deuxième, O sera en général un foyer, mais pourra exceptionnellement constituer un centre : les V seraient alors des « gaines » ([3]) entourant $u_2 u_2^{*} = 0$, et les trajectoires décrites sur ces surfaces, des hélices tendant asymptotiquement vers les trajectoires fermées correspondantes qui entourent l'origine sur U. Du point de vue de la stabilité des solutions périodiques que représentent ces trajectoires fermées, on a perdu et gagné à la fois, par rapport au cas du foyer : car les régimes à hérédité naturelle nulle ont perdu en stabilité (qui n'est plus qu'indifférente); en revanche, une perturbation de l'hérédité naturelle est désormais compensée dans la suite du mouvement, l'affixe tendant à retrouver la surface U d'hérédité naturelle nulle.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1224.

(2) E. Picard, *Traité d'Analyse*, III, 3e éd., 1928, chap. I.

(3) H. Poincaré, *J. Math. pures et appl.*, 2, 1886, p. 151-217.

RELATIVITÉ. — *Sur la methode des singularités en relativité générale.*
Note de M. **Phan Tan Hoang**, présentée par M. Louis de Broglie.

Les conditions d'isothermie font intervenir naturellement la densité tensorielle $\mathfrak{g}^{\alpha\beta} = \sqrt{-g}.g^{\alpha\beta}$. L'introduction des $\mathfrak{g}^{\alpha\beta}$ comme variables de champ permet de simplifier l'étude des équations du mouvement par la méthode des singularités ([1]).

1. Dans un travail antérieur ([2]), nous avons développé une étude générale de la méthode des singularités. Cette étude a été faite dans le cadre d'une variété différentiable V_n à n dimensions, de classe de différentiabilité (c^2, c^4 par morceaux), sur laquelle est définie une métrique riemannienne partout de type hyperbolique normal :

$$ds^2 = g_{\alpha\beta}\, dx^\alpha\, dx^\beta \quad ([3]).$$

Comme Einstein, nous avons pris comme inconnue une combinaison linéaire des écarts $\eta_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta} - \delta_{\alpha\beta}$ [$\delta_{\alpha\beta}$, coefficients du ds^2 de Minkowski ([4])].

Or, cette combinaison linéaire ne représente autre chose que l'expression linéarisée de $g_{\alpha\beta}/\sqrt{-g}$ (quantité conjuguée de $\mathfrak{g}^{\alpha\beta} = \sqrt{-g}.g^{\alpha\beta}$), en fonction des écarts $\eta_{\alpha\beta}$. Dans un système de coordonnées isothermes, chaque composante $S_{\alpha\beta}$ (resp. $S^{\alpha\beta}$) du tenseur d'Einstein ne contient pas d'autres dérivées secondes que celles de $g_{\alpha\beta}/\sqrt{-g}$ (resp. $\mathfrak{g}^{\alpha\beta}$).

Les fonctions $\mathfrak{g}^{\alpha\beta}$ sont bien adaptées à l'étude mathématique du système des équations d'Einstein. D'autre part, les conditions d'isothermie s'expriment à l'aide des $\mathfrak{g}^{\alpha\beta}$ sous une forme très simple, à savoir $\partial_\rho \mathfrak{g}^{\rho\lambda} = 0$.

Par conséquent il semble tout à fait indiqué de prendre les densités tensorielles $\mathfrak{g}^{\alpha\beta}$ elles-mêmes comme fonctions inconnues dans notre problème.

2. Rappelons les hypothèses faites dans l'étude des équations du mouvement.

a. La métrique est supposée quasi euclidienne, à comportement asymptotique euclidien. Les potentiels admettent des développements limités en fonction de $1/c^2$, c désignant la vitesse de la lumière dans le vide. Des raisons physiques nous conduisent à faire les développements suivants, où nous avons posé $\lambda = 1/c$ pour simplifier l'écriture

$$\mathfrak{g}^{00} = 1 + \sum_{p=1}^{q} \lambda^{2p} \underset{2p}{\mathfrak{g}^{00}} + O(\lambda^{2q+2}), \qquad \mathfrak{g}^{0i} = \sum_{p=1}^{q} \lambda^{2p+1} \underset{2p+1}{\mathfrak{g}^{0i}} + O(\lambda^{2q+3}),$$

$$\mathfrak{g}^{ij} = -\delta_i^j + \sum_{p=2}^{q} \lambda^{2p} \underset{2p}{\mathfrak{g}^{ij}} + O(\lambda^{2q+2}) \qquad \left(\underset{2}{\mathfrak{g}^{ij}} = 0\right).$$

On notera la simplicité du développement de

$$|\det(\mathfrak{g}^{\alpha\beta})| = |g| = 1 + \lambda^2 \underset{2}{\mathfrak{g}^{00}} + \lambda^4 \left(\underset{4}{\mathfrak{g}^{00}} - \underset{4}{\mathfrak{g}^{ss}}\right) + O(\lambda^6).$$

a. On peut définir pour chaque corps une vitesse moyenne de translation, et cette vitesse est petite par rapport à c. La dérivée partielle ∂_0 est alors d'ordre $1/c$ par rapport aux dérivées partielles ∂_i.

3. Supposons que la variété V_n ait été rapportée à un système de coordonnées interprétables dans l'espace-temps ($g_{00} > 0$ et $g^{00} > 0$), et que la métrique choisie sur les sections d'espace W_{n-1} est la métrique $ds^{\star 2} = [g_{ij} - (g_{0i}g_{0j}/g_{00})]\, dx^i dx^j$ intrinsèquement définie.

Considérons les équations du cas extérieur : $S^{\alpha\beta} = 0$.

Sur une section W_{n-1} déterminée, le tenseur $S^{\alpha\beta}$ induit un vecteur $\vec{S}^{(\alpha)}$ de composantes contravariantes $S^{(\alpha)i}$, l'indice α ayant une valeur fixée d'ailleurs quelconque. Soit C^{n-1} un champ d'intégration à $(n-1)$ dimensions, contenant un domaine singulier déterminé de W_{n-1} et soit ∂C^{n-1} sa frontière. Posons

$$\sigma^{(\alpha)} = \text{flux}^{\star}_{\partial C^{n}}(\vec{S}^{(\alpha)}).$$

a. Les identités de conservation du tenseur $S^{\alpha\beta}$ peuvent s'écrire

$$\nabla_\beta S^{\alpha\beta} = E^{(\alpha)} + (\partial_0 S^{\alpha 0} + \Gamma^{\beta}_{\lambda\beta} S^{\alpha\lambda} + \Gamma^{\alpha}_{\lambda\beta} S^{\lambda\beta} - \Gamma^{\star l}_{li} S^{\alpha l}) = 0,$$

où $E^{(\alpha)} = \nabla^{\star}_i S^{(\alpha)i}$ est la divergence d'espace du vecteur $\vec{S}^{(\alpha)}$ ($\nabla^{\star}_i$, dérivée covariante dans W_{n-1}). La dérivée ∂_0 est d'ordre $1/c$ et les symboles de Christoffel d'ordre $1/c^2$. On en déduit que la divergence $E^{(\alpha)}$ d'ordre m est nulle si les équations du champ d'ordre $(m-1)$ sont satisfaites. D'après le théorème de Stokes le flux $\sigma^{(\alpha)}$ a donc une valeur indépendante du choix de C^{n-1}.

b. Explicitons dans $S^{\alpha i}$ les termes linéaires qui ne comportent aucune dérivation par rapport à la variable x^0. On trouve

$$\frac{1}{2}\partial_l(-\partial_l \mathfrak{g}^{(\alpha)l} + \partial_l \mathfrak{g}^{(\alpha)l} + \delta_l^{(\alpha)}\partial_s \mathfrak{g}^{si} - \delta_i^{(\alpha)}\partial_s \mathfrak{g}^{sl}),$$

cette expression est de la forme $\partial_l F^{\alpha il}$, et $F^{\alpha il}$ est antisymétrique par rapport aux indices i, l. On peut montrer que la contribution d'une telle expression dans l'intégrale donnant le flux σ^{α}, est toujours identiquement nulle. Donc le flux σ^{α} d'ordre m ne dépend effectivement que des potentiels d'ordre $(m-1)$.

En raison de ces deux propriétés du flux $\sigma^{(\alpha)}$, les conditions suivantes nécessairement satisfaites d'après $S^{\alpha\beta}=0$:

$$\sigma^{(\alpha)} = \sum_{m=3}^{2q+2} \lambda^m \underset{m}{\sigma}^{(\alpha)} + O(\lambda^{2q+3}) = 0,$$

constituent des relations que doit vérifier la solution d'ordre $2q$ des équations du champ, relations qui ne dépendent que de la frontière du corps considéré. Ce sont ces relations que nous prenons comme définition des équations du mouvement.

4. Pour illustrer la méthode précédente, nous allons établir les équations du mouvement en relativité générale, dans le cas d'un système de N particules matérielles représentées par des singularités ponctuelles du champ. Les calculs sont faits en coordonnées isothermes.

A la première approximation, les équations du champ s'écrivent simplement $\Delta \mathfrak{g}^{\alpha\beta} + O(\lambda^4) = 0$. Nous prenons comme solution de ces équations :

$$\underset{2}{\mathfrak{g}}^{00} = 4\sum_{s=1}^{N} G\overset{s}{m}_0/\overset{s}{r}, \qquad \underset{3}{\mathfrak{g}}^{0i} = 4\sum_{s=1}^{N} G(\overset{s}{m}_0/\overset{s}{r})\overset{s}{\dot{\xi}}{}^i. \qquad \lambda\overset{s}{\dot{\xi}}{}^i = \partial_0 \overset{s}{\xi}{}^i.$$

G est la constante d'attraction universelle, $\overset{s}{m}_0$ la masse au repos de la $s^{\text{ième}}$ particule, $\overset{s}{r}$ la distance du point (x^i) à la $s^{\text{ième}}$ particule dont les coordonnées d'espace sont $(\overset{s}{\xi}{}^i)$.

En portant cette solution dans l'expression au cinquième ordre près de $S^{\alpha i}$ et en intégrant, on obtient les valeurs approchées suivantes du flux de $\vec{S}{}^{\alpha}$:

$$\overset{s}{\sigma}^{(0)} = -\lambda^3\left[8\pi G\overset{s}{m}_0 + O(\lambda^2)\right].$$

$$\overset{s}{\sigma}^{(k)} = -\lambda^4\left[8\pi G\overset{s}{m}_0\left(\overset{s}{\ddot{\xi}}{}^k - \sum_{l\neq s}\tilde{\partial}_k \overset{l}{U}\right) + O(\lambda^2)\right], \qquad \overset{l}{U} = \overset{l}{m}_0/\overset{l}{r}, \qquad \tilde{\partial}_k \overset{l}{U} = \left(\partial_k \overset{l}{U}\right)_{x_i=\overset{s}{\xi}_i}.$$

Ainsi à la première approximation on voit que $\sigma^{(k)}=0$ donne les équations newtoniennes du mouvement d'une masse, tandis que l'équation $\sigma^{(0)}=0$ exprime que la masse ne dépend pas du temps.

Le calcul peut se poursuivre à des ordres d'approximation supérieure. En seconde approximation les calculs font apparaître des termes correctifs d'origine relativiste.

(1) Dans la méthode du tenseur d'énergie, il est avantageux d'utiliser aussi la densité tensorielle $\mathfrak{g}^{\alpha\beta}$. L'introduction de cette densité dans la méthode des singularités permet de faire une comparaison plus naturelle entre les deux procédés.

(2) Pham Tan Hoang, *Thèse* (ronéotypée), Paris, 1957.

(3) α, β et tout indice grec $= 0, 1, \ldots, n-1$; i, j et tout indice latin $= 1, \ldots, n-1$.

(4) Les résultats des Mémoires d'Einstein, Infeld et Hoffmann apparaissent comme un cas particulier ($n=4$, singularités ponctuelles).

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Nouvelle propriété symétrique et nouvelles relations de conservation du champ de Dirac.* Note (*) de M. **Takehiko Takabayasi**, présentée par M. Louis de Broglie.

On établit une nouvelle formulation du champ de Dirac en fonction d'un repère de Lorentz attaché à chaque point de l'espace ordinaire et de deux variables scalaires ; cette formulation révèle la structure symétrique de la théorie de Dirac dans l'espace de Lorentz « interne » et ses nouvelles lois de conservation.

Le spineur de Dirac ψ, non quantifié, peut se représenter d'une façon équivalente par l'ensemble des variables réelles (1) :

$$\{\rho,\ \theta,\ a^{\xi}_{\mu}\} \qquad (\xi = 1, 2, 3, 4) \tag{1}$$

où ρ et θ sont respectivement un scalaire et un pseudoscalaire et a^{ξ}_{μ}, ($\xi = 1, 2, 3, 4$), sont quatre quadrivecteurs unitaires qui constituent un système de Lorentz à chaque point de l'espace, satisfaisant aux conditions

$$a^{\xi}_{\mu}a^{\eta}_{\mu} = \delta_{\xi\eta}, \qquad a^{\xi}_{\mu}a^{\xi}_{\nu} = \delta_{\mu\nu}. \tag{2}$$

Nos quantités de base sont reliées à ψ de la façon suivante (2) :

$$\bar\psi\psi = \rho\cos\theta, \qquad i\bar\psi\gamma^5\psi = \rho\sin\theta, \tag{3}$$

$$\begin{cases} \rho a^{1}_{\mu} = \dfrac{1}{2}(\bar\psi^{C}\gamma^{\mu}\psi + \bar\psi\gamma^{\mu}\psi^{C}), \\ \rho a^{2}_{\mu} = \dfrac{1}{2i}(\bar\psi^{C}\gamma^{\mu}\psi - \bar\psi\gamma^{\mu}\psi^{C}), \end{cases} \tag{4}$$

$$\rho a^{3}_{\mu} = i\bar\psi\gamma^{5}\gamma^{\mu}\psi, \qquad \rho a^{4}_{\mu} = \bar\psi\gamma^{\mu}\psi, \tag{5}$$

où ψ^{C} désigne le spineur conjugé de charge, c'est-à-dire

$$\psi^{C} = C\bar\psi^{T}$$

avec

$$C^{\dagger}C = 1, \qquad C^{T} = -C, \qquad (\gamma^{\mu})^{T} = -C^{\dagger}\gamma^{\mu}C.$$

Les ξ ont été associés de telle façon que $\{a^\xi_\mu\}$ est une transformation de Lorentz orthochrone :

$$\det(a^\xi_\mu) = +1.$$

Or nous pouvons montrer que dans cette représentation le contenu de l'équation de Dirac

(6) $$\{\gamma^\mu(\partial_\mu - i\varepsilon A_\mu) + \varkappa\}\psi = 0, \qquad \varkappa = \frac{mc}{\hbar}, \qquad \varepsilon = \frac{e}{\hbar c},$$

peut s'exprimer d'une façon équivalente par

(7) $$\partial_\mu(\rho a^\xi_\mu) = -\delta_{\xi 3}\, 2\varkappa\rho\sin\theta - 2\varepsilon\rho\,.\,\varepsilon_{\xi\eta 34}\, a^\eta_\mu A_\mu,$$

(8) $$a^\xi_\mu\,\partial_\mu\theta + G^\xi_{\mu\mu} = -\delta_{\xi 3}\, 2\varkappa\cos\theta + 2i\varepsilon\,.\,\varepsilon_{12\xi\eta}\, a^\eta_\mu A_\mu,$$

où $\varepsilon_{\xi\eta\zeta\iota}$ est le symbole parfaitement antisymétrique, A_μ le potentiel électromagnétique agissant sur la particule de Dirac, et $G^\xi_{\mu\mu}$ sont les traces des tenseurs

(9) $$G^\xi_{\mu\nu} = \frac{i}{2}\,\varepsilon_{\xi\eta\zeta\iota}\, a^\eta_\rho\,\partial_\mu a^\zeta_\rho\,.\,a^\iota_\nu.$$

Dans les équations (7) et (8), ξ court de 1 à 4, de sorte qu'elles indiquent huit équations réelles. Elles peuvent s'exprimer aussi sous la forme (³) :

(7') $$\frac{\partial_\mu\rho}{\rho} = a^\xi_\rho\,\partial_\rho a^\xi_\mu - 2\varkappa a^3_\mu\sin\theta + 2\varepsilon A_\rho a^{[1}_\rho\,.\,a^{2]}_\mu,$$

(8') $$\partial_\mu\theta = -\frac{i}{2}\,\varepsilon_{\mu\alpha\beta\gamma}\, a^\xi_\alpha\,\partial_\beta a^\xi_\gamma - 2\varkappa a^3_\mu\cos\theta - 2i\varepsilon A_\rho a^{[3}_\rho a^{4]}_\mu.$$

Les équations de base de notre formalisme sont dérivées de la densité de Lagrange suivante :

(10) $$\mathcal{L} = -\rho\Big\{mc^2\cos\theta + \frac{\hbar c}{2}\, a^3_\mu\,\partial_\mu\theta + \frac{\hbar c}{2}\, G^3_{\mu\mu} + i a^4_\mu\Big(eA_\mu - \frac{1}{c}\,\partial_\mu\Lambda\Big) + \frac{1}{2}\,\lambda^{\xi\eta}(a^\xi_\mu a^\eta_\mu - \delta_{\xi\eta})\Big\},$$

où Λ et $\lambda^{\xi\eta}$ sont des variables redondantes.

Dans ce qui suit nous considérons le cas d'une particule libre, $eA_\mu = 0$. Les équations dans notre formalisme sont alors symétriques par rapport aux axes 1, 2, 4 dans l'espace-ξ (⁴). Elles sont ainsi covariantes sous des rotations arbitraires autour du troisième axe dans l'espace-ξ, c'est-à-dire que le champ de Dirac est invariant par rapport à la transformation

(11) $$\begin{cases} \rho,\ \theta \qquad \text{invariant}, \\ a^\xi_\mu \to a^{\xi'}_\mu = C^{\xi\eta} a^\eta_\mu, \\ C^{\xi 3} = C^{3\xi} = \delta_{\xi 3}, \qquad C^{rs}C^{rt} = \delta_{st}, \qquad \det(C^{rs}) = 1, \end{cases}$$

où r, s, t vont sur 1, 2, 4 et $\{C^{rs}\}$, qui ne dépendent pas des x_μ, impliquent trois paramètres indépendants de rotation. La transformation (11) correspond

à celle dans le formalisme de ψ :

$$\psi \rightarrow \psi' = a\psi + b\psi^{C}$$

a et b étant des nombres complexes arbitraires avec $|a|^2 - |b|^2 = 1$.

Maintenant nous introduisons des quantités

$$T^{\xi}_{\mu\nu} = \rho(\partial_{\mu}\theta . a^{\xi}_{\nu} + G^{\xi}_{\mu\nu}), \tag{12}$$

dont la troisième signifie le tenseur impulsion-énergie canonique $\mathcal{T}_{\mu\nu}$ du champ :

$$\mathcal{T}_{\mu\nu} = \frac{\hbar c}{2} T^{3}_{\mu\nu}.$$

Posons d'ailleurs,

$$J^{[\xi\eta]}_{\mu} = \rho\left(\sin\theta . a^{\xi}_{\lambda}\partial_{\mu}a^{\eta}_{\lambda} - \frac{i}{2}\cos\theta . \varepsilon_{\xi\eta\zeta\iota}a^{\zeta}_{\lambda}\partial_{\mu}a^{\iota}_{\lambda}\right), \tag{13}$$

qui signifie un « tenseur » antisymétrique dans l'espace-ξ, et qui contient le courant de Gordon

$$J_{\mu} = \frac{i}{2\varkappa}(\partial_{\mu}\bar{\psi} . \psi - \bar{\psi}\partial_{\mu}\psi) \qquad \text{comme} \quad J_{\mu} \equiv \frac{i}{2\varkappa}J^{[34]}_{\mu}.$$

On pose aussi

$$M^{[\xi\eta]}_{\mu\nu} = \rho(\sin\theta . a^{[\xi}_{\mu}a^{\eta]}_{\nu} - i\cos\theta . \varepsilon_{\mu\nu\varkappa\lambda}a^{\xi}_{\varkappa}a^{\eta}_{\lambda}), \tag{14}$$

qui représente la généralisation du « tenseur de moments magnétiques électriques », $M_{\mu\nu} = -(i/2)\bar{\psi}\gamma^{[\mu}\gamma^{\nu]}\psi$, telle que $M_{\mu\nu} \equiv iM^{[34]}_{\mu\nu}$.

Nous pouvons alors déduire, comme conséquences des équations du mouvement (7) et (8), d'importantes relations suivantes :

$$T^{\xi}_{\mu\nu} - T^{\xi}_{\nu\mu} = -i\,\varepsilon_{\mu\nu\varkappa\lambda}\{\partial_{\varkappa}(\rho a^{\xi}_{\lambda}) + \varkappa M^{[3\xi]}_{\varkappa\lambda}\}, \tag{15}$$

$$\partial_{\nu}M^{[\xi\eta]}_{\mu\nu} = -J^{[\xi\eta]}_{\mu} + 2\varkappa\rho(\delta_{3\xi}a^{\eta}_{\mu} - \delta_{\eta 3}a^{\xi}_{\mu}), \tag{16}$$

$$\partial_{\nu}T^{\xi}_{\mu\nu} = i\varkappa . \varepsilon_{3\xi\eta\zeta}J^{[\eta\zeta]}_{\mu}, \tag{17}$$

$$\partial_{\mu}J^{[\xi\eta]}_{\mu} = 0, \tag{18}$$

$$\partial_{\mu}T^{\xi}_{\mu\nu} = 0. \tag{19}$$

En particulier, les relations (18) et (19) représentent respectivement la généralisation de l'équation de continuité pour le courant de Gordon et celle des relations de conservation d'énergie-impulsion. Elles signifient ainsi huit nouvelles lois de conservation caractérisant le champ de Dirac.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) Pour les significations physiques des variables (1), voir T. TAKABAYASI, *Nuovo Cimento* (à paraître); ainsi *Suppl. Prog. Theor. Phys.*, n° 4, 1957.

(2) Dans cette Note * signifie la conjuguée complexe, T la transposée, † la conjuguée hermitienne et $\bar{\psi} = \psi^{\dagger}\gamma^{4}$.

(3) $a^{[1}_{\rho}a^{2]}_{\mu} \equiv a^{1}_{\rho}a^{2}_{\mu} - a^{2}_{\rho}a^{1}_{\mu} = \varepsilon_{\xi\eta 34}a^{\xi}_{\rho}a^{\eta}_{\mu}$.

(4) Pour la particule de masse propre nulle (neutrino), les équations sont parfaitement symétriques. Ce cas est traité dans une autre Note.

(*Institut Henri Poincaré.*)

THERMO-DIFFUSION. — *Méthode de mesure des effets thermoélectriques accompagnant la diffusion thermique dans les solutions aqueuses de chlorures.* Note (*) de M. **Jacques Chanu**, présentée par M. Eugène Darmois.

La plupart des études expérimentales développées dans le but de mesurer les forces électromotrices prenant naissance dans les milieux électrolytiques sous l'influence de gradients de température concerne les solutions en état de diffusion contrainte. Dans le cas où les processus de diffusion interviennent, c'est-à-dire, au cours de l'effet Soret, l'évaluation directe des potentiels de thermodiffusion n'a donné lieu jusqu'ici qu'à très peu de travaux ([1]).

Dans le cadre d'une étude d'ensemble de l'effet Soret dans les solutions aqueuses de chlorures alcalins et alcalinoterreux, nous avons cherché à recueillir une série de valeurs expérimentales des potentiels de thermodiffusion par mesure directe utilisant les électrodes Ag/ClAg ([2]).

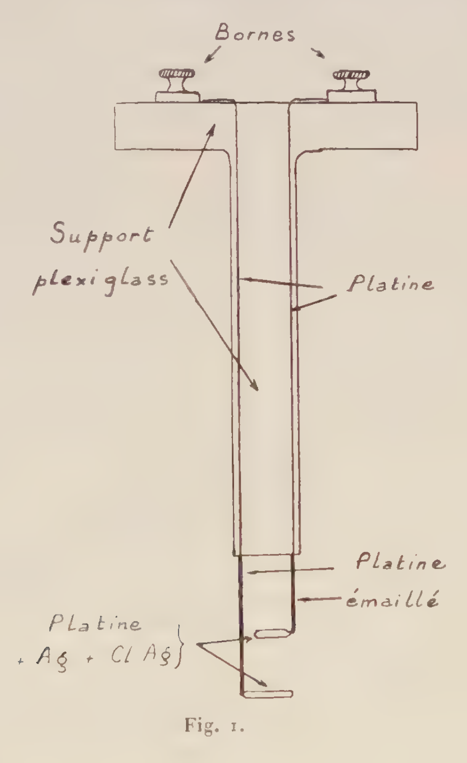


Fig. 1.

Nous nous sommes placé dans les conditions de l'effet Soret pur c'est-à-dire dans le montage à gradient vertical : la solution maintenue entre deux plans horizontaux dont le supérieur est amené à une température plus élevée que celui du bas peut, à chaque instant, être considérée comme macroscopiquement homogène dans tout plan horizontal. Un système d'électrodes doubles réalisé comme l'indique la figure 1 plonge dans la solution. Les parties actives de

platine destinées à recevoir les dépôts d'Ag et de ClAg sont les portions horizontales.

La différence de potentiel entre celles-ci, recueillies entre les bornes identiques est évaluée à l'aide d'un montage potentiométrique de grande fidélité et sensibilité (galvanomètre de zéro).

Le dispositif contenant l'électrolyte est une cellule du type précédemment décrit ([3]). Outre les précautions déjà indiquées, un soin tout particulier a été apporté à l'isolement électrique de la solution et à la préparation des électrodes.

Pour ces dernières le dépôt d'Ag a été pratiqué par électrolyse d'une solution d'argentocyanure de potassium (N/2) préparée extemporanément (densité de courant $J = 30\ \mu A/mm^2$ de surface). On procéda alors à un lavage extrêmement abondant à l'eau bidistillée tiède pendant plusieurs jours. Les électrodes furent ensuite chlorurées par électrolyse dans les solutions qu'elles étaient destinées à mesurer ($J = 10 - 12\ \mu A/mm^2$).

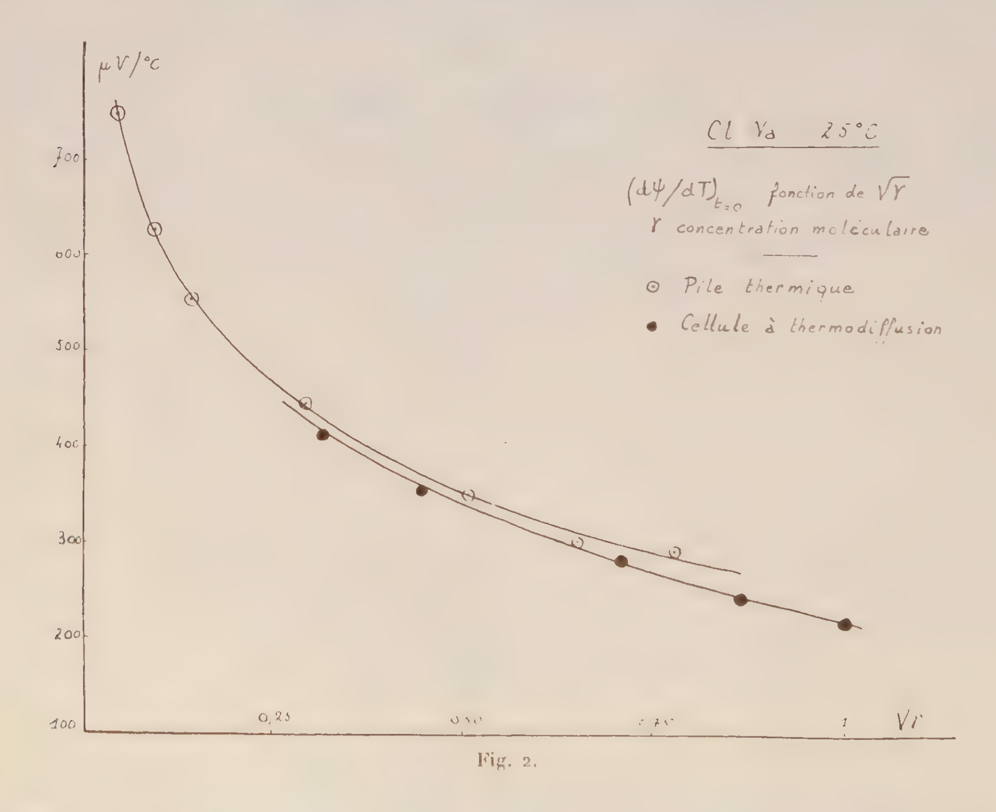


Fig. 2.

Outre une certaine commodité dans la réalisation pratique du montage, ce type d'électrodes autorise en première analyse, une interprétation relativement simple des résultats. Toutefois la présence simultanée de ClAg et d'ions Cl^- donne lieu à la formation d'ions complexes ([4]) dont on pourra chercher à situer l'incidence dans ce montage différentiel.

Les électrodes retenues pour les mesures furent celles qui présentaient une différence de potentiel initiale $< 20\ \mu V$ et récupéraient en fin d'expérience cette valeur à $10\ \mu V$ près.

La différence de température entre électrodes est facilement obtenue connaissant le gradient de température dans la solution par la mesure directe au comparateur optique de la distance entre électrodes (à 10^{-2} mm près).

Dès l'établissement du gradient de température, les électrodes présentent une certaine différence de potentiel ($\partial\psi_{t=0}$). Cette valeur existant avant toute thermodiffusion doit en principe se confondre avec celle que fournirait une pile thermique soumise à la même différence de température (∂T). La figure 2 est une vérification expérimentale de ce résultat.

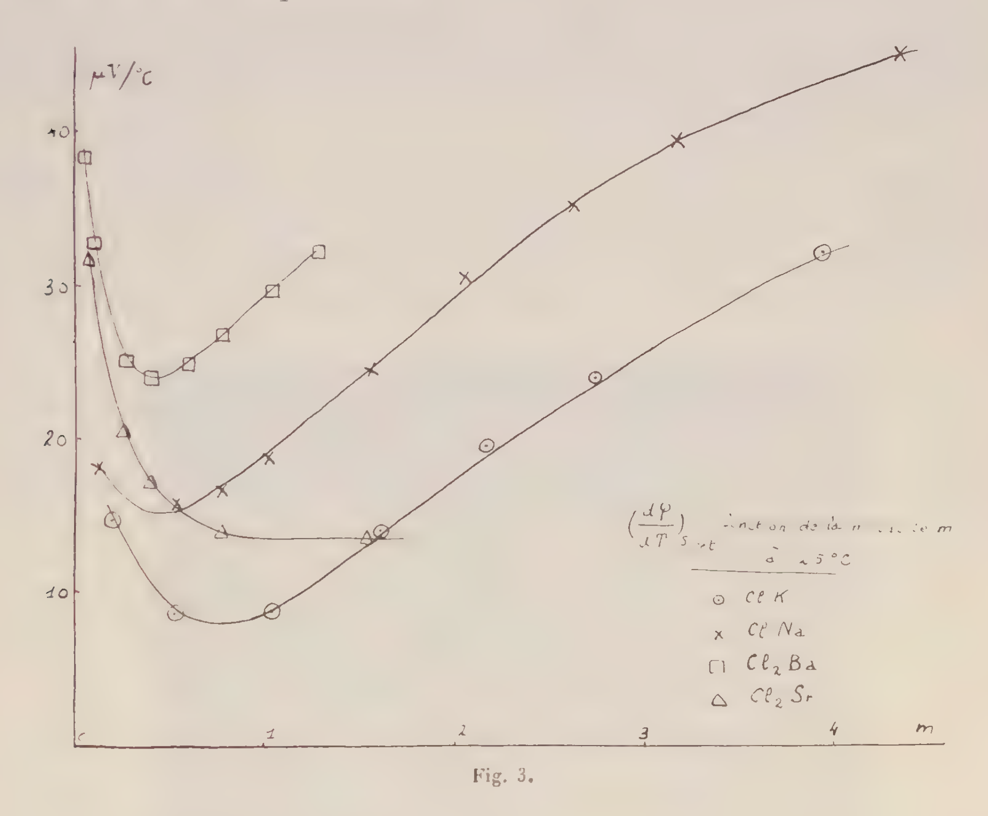


Fig. 3.

Au cours de l'effet Soret cette différence de potentiel évoluera jusqu'à une certaine valeur ($\partial\psi_{t\infty}$). La quantité

$$\partial\varphi_t(t) = \partial\psi_t - \partial\psi_{t=0},$$

avec

$$\partial\varphi_t(t) \to \partial\varphi_{\text{Soret}} \qquad \text{quand} \quad t \to \infty$$

indique la variation du potentiel de thermodiffusion au cours du temps. Indiquons que nous avons vérifié avec une bonne approximation la forme exponentielle de la loi phénoménologique prévue par la théorie ([5]).

La figure 3 montre la variation du potentiel Soret $(d\varphi/dT)_{\text{Soret}}$ en fonction de de la molalité (m) pour les quatre chlorures ClNa, ClK, Cl_2Ba et Cl_2Sr à une température moyenne de 25°C.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) J. N. Agar et W. G. Breck, *Nature*, **175**, 1955, p. 298.

(2) J. Chanu, *Thèse*, Paris, 1957.

(3) J. Chanu et J. Lenoble, *J. Chim. Phys.*, **53**, 1956, p. 309.

(4) H. Chateau et B. Hervier, *J. Chim. Phys.*, **54**, 1957, p. 637.

(5) S. R. de Groot, *Physica*, **9**, 1942, p. 699.

FERROÉLECTRICITÉ. — *Propriétés ferroélectriques du sulfate de glycine.* Note (*) de M[lles] **Lucienne Taurel, Éliane Pourel** et **Françoise Thomassin**, présentée par M. Jean Cabannes.

Le sulfate de glycine, de formule $SO_4H_2(CH_2NH_2CO_2H)_3$ est un cristal monoclinique, dont les indices principaux sont 1,56, 1,48 et 1,59.

Matthias, Miller et Remeika (1) ont récemment signalé que ce cristal est ferroélectrique à température ordinaire et possède un point de transition au

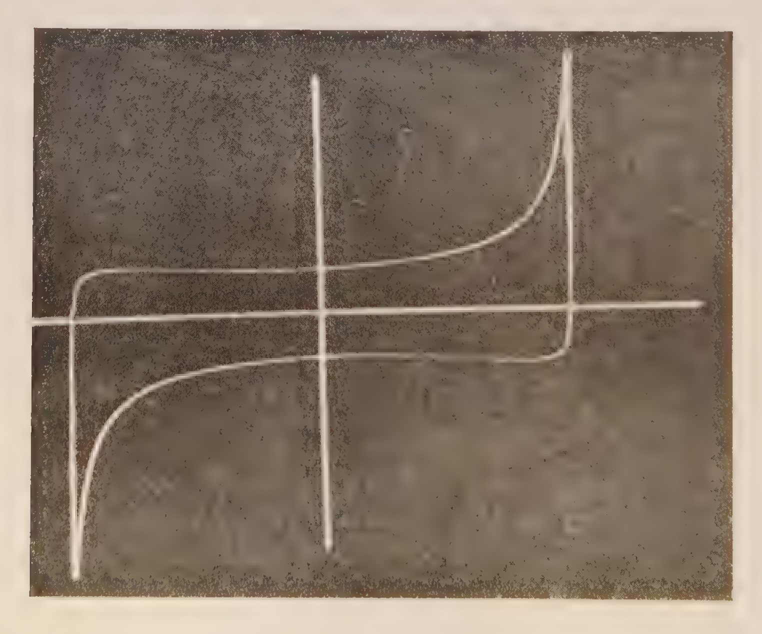


Fig. 1. — Cycle d'hystérésis du sulfate de glycocolle à température ordinaire.

voisinage de 47° C. Nous avons effectivement obtenu des cycles d'hystérésis en appliquant une tension alternative (à 50 c/s) à des plaques taillées perpendiculairement à l'axe binaire ($n = 1,48$). La figure 1 représente un exemple

typique de cycle bien formé, donnant le vecteur déplacement électrique en fonction du champ électrique appliqué.

Les cycles obtenus sont parfaitement symétriques; la polarisation spontanée cesse brusquement pour un champ appliqué égal au champ coercitif, mais elle ne reprend pas aussi rapidement une valeur égale et opposée.

Lorsqu'on travaille avec des tensions maxima croissantes, on constate qu'à partir du moment où le cycle est bien formé, la polarisation spontanée garde une valeur constante, égale à $2,3 . 10^{-6}$ Cb/cm² à température ordinaire.

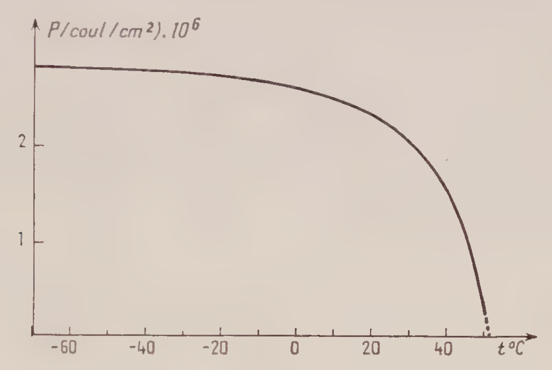


Fig. 2. — Polarisation spontanée en fonction de la température.

La figure 2 fournit la polarisation spontanée en fonction de la température. Il semble que vers — 70° C la polarisation spontanée atteigne une valeur constante P_s. La courbe donnant P/P_s en fonction de T/Θ (où P est la polarisation à la température absolue T et Θ la température absolue du point de transition) est superposable à celle qu'on obtient pour PO_4H_2K, ce qui laisse supposer que le mécanisme de la polarisation spontanée est le même pour ces deux substances.

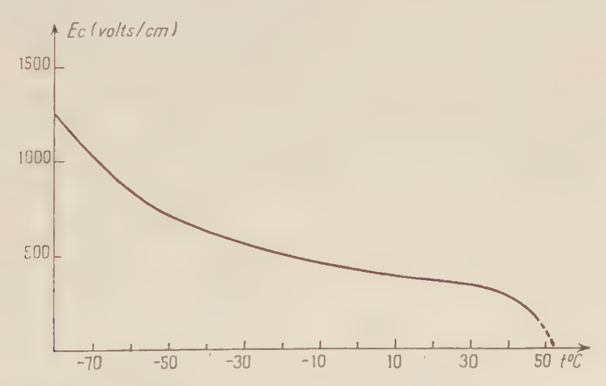


Fig. 3. — Champ coercitif en fonction de la température (champ maximum appliqué : 1700 V/cm).

Le champ coercitif, dans les limites de champ électrique où nous avons travaillé (entre 0 et 8 500 V/cm) ne demeure pas constant pour une température

donnée. Il augmente constamment; pour les champs maxima appliqués supérieurs à 2 000 V/cm, il est fournit, à 20° C, par l'expression

$$E_c = 418 + 0.0341 E_{max}.$$

Pour une tension donnée, le champ coercitif augmente très fortement quand la température diminue, comme l'indique la figure 3.

Les résultats obtenus aux basses températures sont d'ailleurs peu reproductibles. Ils dépendent des cycles antérieurs subis par le cristal.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) MATTHIAS, MILLER et REMEIKA, *Phys. Rev.*, **104**, 1956, p. 849.

SEMI-CONDUCTEURS. — *Sur un nouveau mode d'amplification des tensions et puissances électriques à haute fréquence*, Note (*) de M. STANISLAS TESZNER, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous avons réalisé des dispositifs semi-conducteurs à trois électrodes, que nous avons dénommés Tecnetrons, oscillateurs et amplificateurs de tension et puissance, dont le fonctionnement à haute fréquence paraît offrir des particularités remarquables. Nous nous proposons d'en donner les caractéristiques de réalisation, résultats obtenus et un essai de théorie.

Réalisation. — Un bâtonnet de germanium du type *n*, de résistivité comprise entre 5 et 10 Ω, de 0,5 mm de diamètre et de 2 mm de longueur a été profilé électrolytiquement de manière a y former une gorge circulaire d'une longueur de l'ordre de 250 μ, le diamètre du fond de gorge étant compris entre 60 et 80 μ. Celui-ci a été entouré, par dépôt électrolytique, d'un anneau d'indium d'une longueur de 150 μ, formant avec le germanium un contact redresseur, à couche de barrage. Les extrémités du bâtonnet ont été munies d'électrodes terminales par soudure, de faible résistance électrique (contact non redresseur); la troisième électrode a été soudée à l'anneau d'indium.

Les électrodes terminales formaient respectivement cathode et anode, l'électrode intermédiaire constituant une sorte de goulot permettant la modulation du canal conducteur par champ électrique opérant *une striction centripète* qui est une caractéristique essentielle du dispositif. On obtient ainsi une variation particulièrement accusée avec la tension appliquée au goulot, à la fois de la résistance du canal et de la capacité électro-statique entre celui-ci et l'anneau d'indium, cette capacité étant par ailleurs réduite au strict minimum (à l'ordre de $2 . 10^{-13}$ F).

Résultats obtenus. — Le dispositif monté en amplificateur à l'instar d'une triode thermoionique donne un réseau des caractéristiques statiques semblable à celui d'une pentode. Les résistances différentielles d'entrée (goulot-cathode) et de sortie (anode-cathode) sont très élevées (de l'ordre d'un à plusieurs

mégohms). La pente est relativement faible, de l'ordre de 0,1 mA/V, mais on y remédie aisément en utilisant un montage à plusieurs bâtonnets en parallèle.

Ce sont cependant les caractéristiques de fonctionnement en haute fréquence qui méritent une mention particulière. Contrairement à ce qui est connu, *la pente augmente ici avec la fréquence*, tendant vers une limite supérieure de l'ordre du décuple de la pente statique, pour les fréquences supérieures à 300 MHz. Le tableau ci-après donne les résultats relevés sur un tecnetron élémentaire pour des fréquences allant de 1 à 305 MHz :

Fréquences (MHz)........	1	30	70	110	205	305
Pente (mA/V)............	0,08	0,16	0,3	0,45	0,63	0,75

Essai de théorie. Le schéma équivalent du dispositif comporte entre anode et cathode une résistance R et une capacité C uniformément réparties, en parallèle. Les deux sont variables sous l'effet de la tension appliquée à l'entrée : la résistance diminue lorsque la capacité augmente et inversement.

Habituellement, on admet que le courant variable est produit dans le circuit de sortie par la seule variation de la résistance. Il nous est apparu au contraire, que dans notre dispositif, c'est l'effet de variation de la capacité qui pouvait devenir prépondérant aux fréquences élevées. L'expression complète du courant i devient ainsi (dans l'hypothèse simplificatrice où la résistance différentielle de sortie est grande vis-à-vis de la résistance de charge).

$$i = V_e\left(s_s \sin 2\pi f t + \frac{dq}{dv_e} 2\pi f \cos 2\pi f t\right)\frac{f_c}{\sqrt{f_c^2+f^2}},$$

où s_s la pente statique; $v_e = V_e \sin 2\pi f t$, la tension appliquée à l'entrée; f, sa fréquence; q, la charge de la capacité entre l'anode et la cathode; f_c, la fréquence critique $= 1/2\pi R_e C_e$, ($R_e C_e$ étant la constante de temps de charge de la capacité).

La pente résultante tend vers une limite supérieure indépendante de la fréquence et notamment

$$s_l = \frac{dq}{dv_e} 2\pi f_c.$$

Un nouveau mode d'amplification en haute fréquence paraît ainsi mis en lumière. Nous poursuivons nos investigations sur ce phénomène.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

MAGNÉTISME. — *Étude de la variation de l'aimantation du fer et du nickel purs polycristallins au voisinage de la saturation.* Note (*) de M. **Henri Danan**, transmise par M. Gabriel Foëx.

L'expression généralement admise ([1]), ([2]) pour la variation de l'aimantation I, au voisinage de la saturation I_s, pour les corps ferromagnétiques poly-

cristallins est de la forme

$$\text{(1)} \qquad I = I_s\left(1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2}\right) + \chi_0 H,$$

où a est appelé dureté magnétique ([1]), b est un coefficient fonction des énergies d'anisotropie K_1 et K_2 ([3]) et de l'énergie de tensions internes $(3/2)\lambda\sigma_i$ et χ_0 un coefficient de susceptibilité paramagnétique dont la mesure n'a pu être faite que sur un nombre restreint de corps et avec une faible précision ([1]), ([4]), ([5]).

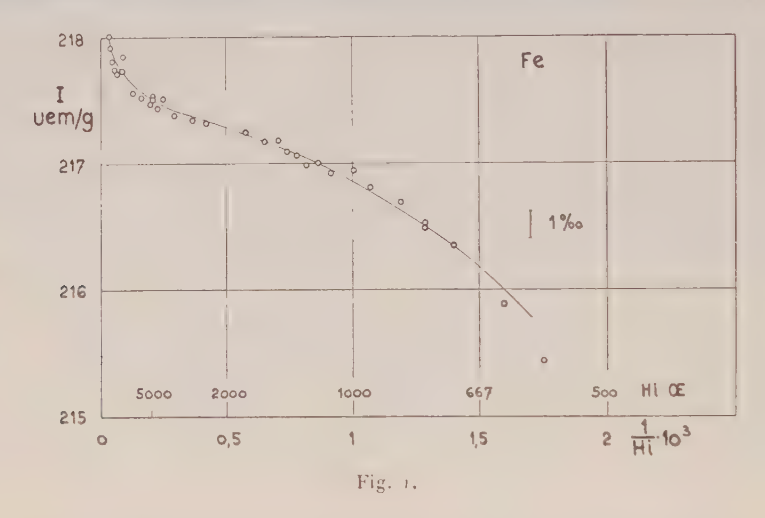


Fig. 1.

Afin de déterminer avec précision la valeur de l'aimantation à saturation I_s, on a repris l'étude de la variation de l'aimantation du fer et du nickel dans les champs élevés.

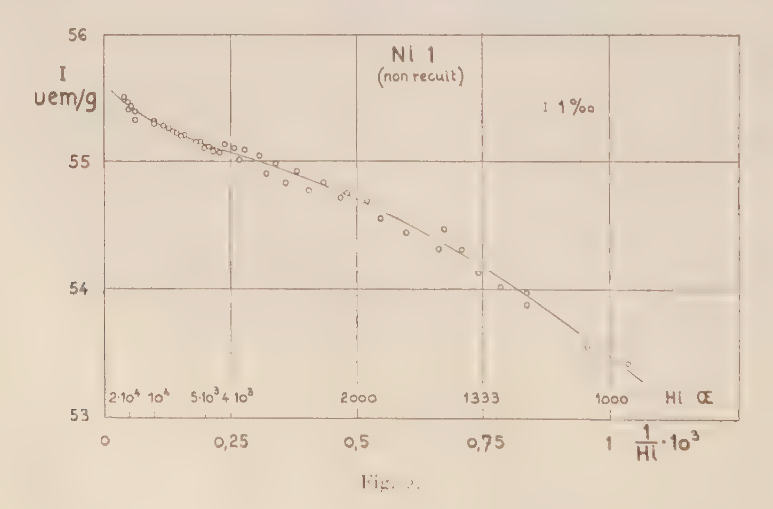


Fig. 2.

On a utilisé la méthode d'extraction ([6]) qui permet d'atteindre des champs intérieurs de l'ordre de 25 000 Oe environ. La substance étudiée étant placée dans l'entrefer d'un électroaimant, la sensibilité du circuit de mesure est

variable, car elle est fonction de la perméabilité des pièces polaires de l'électro-aimant. C'est le phénomène appelé par Weiss « images magnétiques » ([1]). La précision de la mesure dépend de celle avec laquelle sont déterminées les images magnétiques; pour leur mesure on a utilisé une bobine de surface

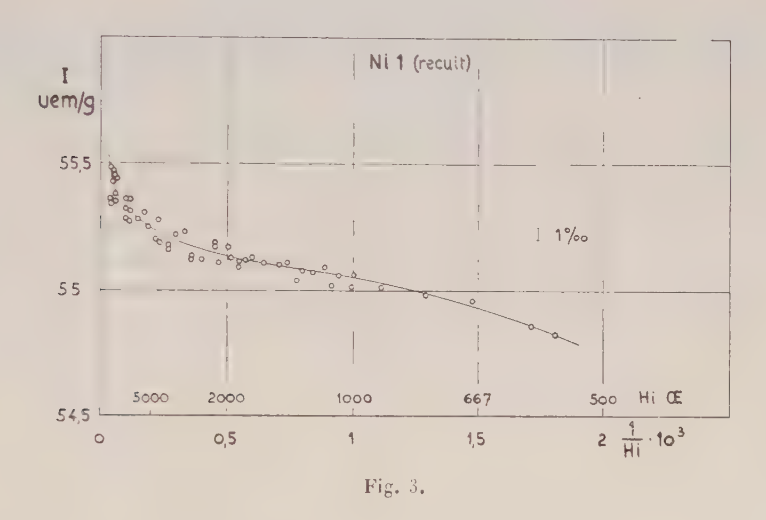


Fig. 3.

définie et de forme très voisine de celle de l'échantillon étudié, parcourue par un courant maintenu constant. Les mesures ont été répétées un très grand nombre de fois, ce qui a permis d'obtenir les valeurs de la correction d'images magnétiques avec une précision supérieure à 1 % ; la valeur maximum de cette

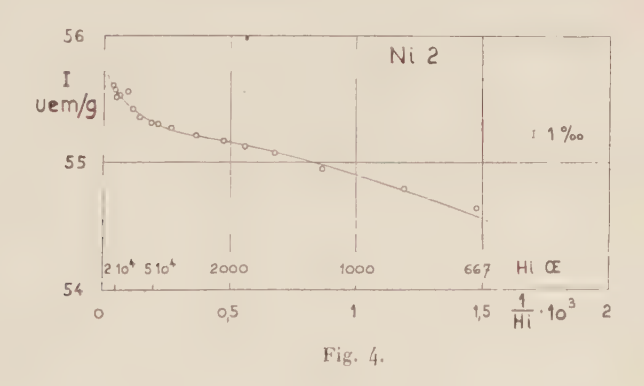


Fig. 4.

correction étant de 4 % de l'aimantation mesurée, on obtient pour cette dernière une précision relative de 0,05 %. L'ensemble des causes d'erreurs affecte le résultat final d'une erreur maximum de 0,1 %.

Les mesures ont été effectuées à la température de 15°C. Les substances étudiées, taillées en ellipsoïdes de révolution de 8×4 mm d'axes, sont :

1° Un fer Heraeus très pur (impuretés inférieures aux quantités dosables) qui a servi à la mesure de moment par P. Weiss et R. Forrer en 1929 ([1]).

2° Deux nickels dont les teneurs en impuretés sont de : Ni_1 : 0,0015 % ; Ni_2 : 0,0010 %. Ni_1 a été mesuré dans deux états : *a*. tel qu'il est livré (étiré); *b*. recuit sous un courant d'hydrogène purifié et desséché.

Sur les figures 1, 2, 3 et 4 on a porté les aimantations I mesurées en fonction de $1/H$. Dans ce mode de représentation le terme b/H^2 de (1) donne dans les champs faibles une branche parabolique concave vers le bas; le terme a/H donne une droite et le terme $\chi_0 H$ dans les champs forts une branche hyperbolique concave vers le haut.

Les courbes reproduites, définies par les points expérimentaux, présentent effectivement ces trois régions, en particulier on relève l'existence d'une aimantation paramagnétique superposée très régulière, sur le fer et les deux nickels.

Dans tous les cas la susceptibilité observée est de l'ordre de 10^{-4} soit environ 10 fois plus grande que celle qu'on peut calculer à partir de la théorie classique du champ moléculaire ([1]), ([7]) et en bon accord avec celle calculée par Néel ([8]) et Holstein et Primakoff ([9]) et avec les déterminations antérieures ([1]), ([4]), ([5]).

Par suite de l'existence de l'aimantation paramagnétique superposée il est très difficile d'utiliser la portion linéaire en $1/H$ pour extrapoler la valeur de l'aimantation à saturation. Ainsi pour le nickel dans les deux états étudiés, cette extrapolation donne des valeurs différant entre elles de 1 % environ ; on a donc utilisé l'approche en $1/H^2$ qui donne des résultats concordants et l'on a ainsi déterminé à la température de 288°K : Pour le fer :

$$I_{s,\,288^\circ K} = 217,0 \pm 0,2 \text{ u. é. m. C. G. S. par g};$$

pour le nickel :

$$I_{s,\,288^\circ K} = 55,05 \pm 0,05 \text{ u. é. m. C. G. S. par g}.$$

La valeur trouvée pour le fer est inférieure de 0,3 % à celle mesurée par Weiss et Forrer en 1929 ([1]) alors que celle du nickel est de 1,2 % supérieure.

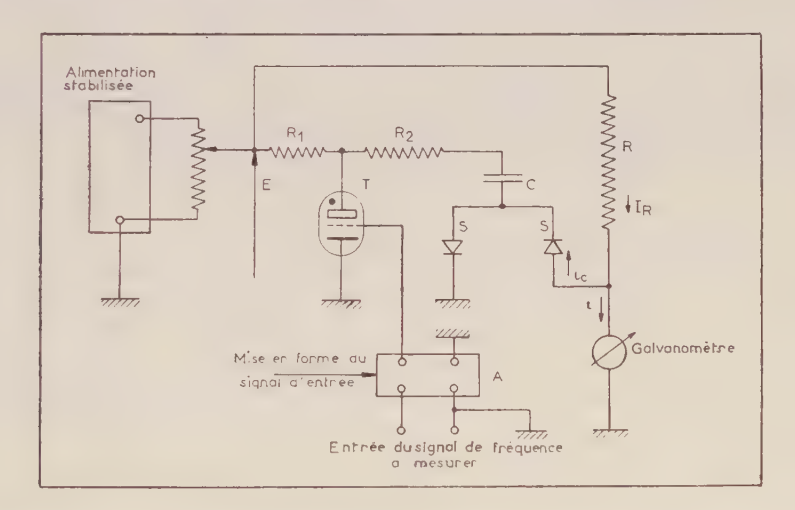
(*) Séance du 16 décembre 1957.

([1]) P. WEISS et R. FORRER, *Ann. Phys.*, 10e série, **10**, 1929, p. 279.
([2]) BECKER et DÖRING, *Ferromagnetismus*, p. 167, Springer-Verlag, Berlin, 1939.
([3]) H. DANAN, Communication au Colloque National de Magnétisme, Strasbourg, juillet 1957.
([4]) E. CZERLINSKY, *Ann. Physik*, **13**, 1932, p. 89.
([5]) H. POLLEY, *Ann. Physik*, **36**, 1939, p. 625.
([6]) P. TAGLANG, *Thèse*, Strasbourg, 1950.
([7]) N. S. AKULOV, *Z. Physik*, **69**, 1931, p. 822.
([8]) L. NÉEL, *J. Phys. Rad.*, **5**, 1934, p. 104.
([9]) T. HOLSTEIN et H. PRIMAKOFF, *Phys. Rev.*, **58**, 1940, p. 1098.

ÉLECTRONIQUE. — *Fréquencemètre de haute précision à réponse linéaire.* Note (*) de M. **Georges Giralt**, transmise par M. Charles Camichel.

L'appareil proposé peut fonctionner à la fois comme fréquencemètre et comme discriminateur de fréquence. Ses principaux avantages résident dans la grande sensibilité et la parfaite linéarité de réponse.

Dans le dispositif que nous avons mis au point et que nous décrivons ci-après [1], la mesure de la fréquence résulte de la superposition dans un même galvanomètre à lecture directe ou enregistreur, d'un courant continu fourni par une source de tension stabilisée et des alternances de même signe d'un courant variable traversant un condensateur inséré dans un circuit à relaxation dont la fréquence est précisément celle à mesurer.



La figure ci-dessus représente le schéma de principe du dispositif proposé. Un thyratron T est périodiquement amorcé par le signal dont on veut mesurer la fréquence, après que ce dernier ait été mis en forme par la cellule A. Ce thyratron permet l'établissement d'oscillations de relaxation en assurant à travers la résistance R_2, la décharche du condensateur de capacité C, dont la charge est fournie à travers les résistances R_1 et R_2 par la source de tension continue stabilisée de valeur E, dont il a été question plus haut.

Or, comme nous l'avons montré dans une précédente Note [2], il est possible, par un choix convenable des valeurs de R_2 et C de rendre la tension d'extinction du thyratron T pratiquement nulle et d'assurer ainsi la décharge quasi complète du condensateur. Dans ces conditions, si la résistance R_1 est correctement choisie, la tension aux bornes de C passe au cours d'une oscillation de la valeur E à zéro.

Or, grâce au système redresseur S, seul, le courant de décharge i_C de la capacité C traverse l'appareil de mesure, à l'exclusion du courant de charge. Sa valeur moyenne a pour expression ([3])

$$(1)\qquad (I_C)_{moy} = fCE,$$

f étant la fréquence à mesurer.

D'autre part, la résistance R est parcourue par un courant continu

$$(2)\qquad I_r = \frac{E}{R}.$$

Les éléments redresseurs S ont été choisis parmi les diodes semi-conductrices au silicium dont les caractéristiques inverses sont telles qu'il est possible de garantir l'exactitude de la relation (1) et d'écrire en toute rigueur et compte tenu des polarités, l'expression du courant moyen résultant traversant le galvanomètre

$$(3)\qquad I_{moy} = I_r - (I_C)_{moy} = E\left(-fC + \frac{1}{R}\right).$$

Les constantes R et C du circuit définissent ainsi une fréquence d'accord f_0, correspondant à une déviation nulle de l'appareil de mesure

$$(4)\qquad f_0 = \frac{1}{RC}.$$

La relation (3) peut alors s'écrire

$$(5)\qquad I_{moy} = -EC(f - f_0) = -EC\,\Delta f.$$

Des formules (1), (4) et (5) se déduisent les diverses possibilités de cet appareil.

La relation (1) montre en effet qu'après mise hors circuit de la résistance R l'élongation du galvanomètre est proportionnelle à f et que cet appareil peut être gradué linéairement en fréquence. La précision peut être alors de quelques unités pour 1000.

Il est cependant plus intéressant de mesurer une fréquence par une méthode de zéro à partir de la relation (4). La formule (5) montre alors que les élongations du galvanomètre sont proportionnelles à l'écart de fréquence ΔF autour de la fréquence d'accord; il en résulte une utilisation en discriminateur de fréquence très sensible ou en fréquencemètre de haute précision pour la mesure de fréquences voisines de certaines valeurs $(f_0)_i$ préalablement déterminées.

Enfin, une possibilité très intéressante du dispositif proposé réside dans la possibilité de remplacer le galvanomètre à lecture directe par un enregistreur à large bande ou potentiomètre enregistreur.

Un prototype a été réalisé permettant la mesure de fréquences sur deux échelles : la première correspondant aux valeurs comprises entre 42,5 et

52,5 Hz, la seconde, de sensibilité cinq fois plus élevée, correspondant aux valeurs comprises entre 48,5 et 50,5 Hz.

L'étalement de un hertz correspond à une longueur d'échelle de 150 mm sur la plus grande sensibilité.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) G. Giralt, R. Lacoste et J. Lagasse, *Dispositif discriminateur de fréquence et fréquencemètre de haute précision à déviation linéaire*, Brevet C. R. N. S., n° **750 276**, 1957.

(2) J. Lagasse, R. Lacoste et G. Giralt, *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 412.

(3) J. Lagasse et G. Giralt, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 442.

OPTIQUE ÉLECTRONIQUE. — *Les lentilles électroniques magnétiques dissymétriques*. Note (*) de MM. **Pierre Durandeau, Charles Fert** et **Paul Tardieu**, présentée par M. Gaston Dupouy.

Propriétés paraxiales des lentilles électroniques magnétiques dissymétriques; coefficient d'aberration chromatique. Ces propriétés sont représentées en prenant pour *excitation de référence* celle qui correspond au minimum de distance focale du projecteur (approximativement $NI_0 = 13,5\sqrt{V^*}$) et pour longueur de référence la distance focale f_{1m} minimum du projecteur

Dans une Note précédente, l'un de nous a présenté les propriétés des lentilles électroniques magnétiques symétriques (1). Une étude plus complète a été développée ultérieurement (2).

Nous décrivons aujourd'hui les propriétés paraxiales des lentilles électroniques magnétiques *dissymétriques*.

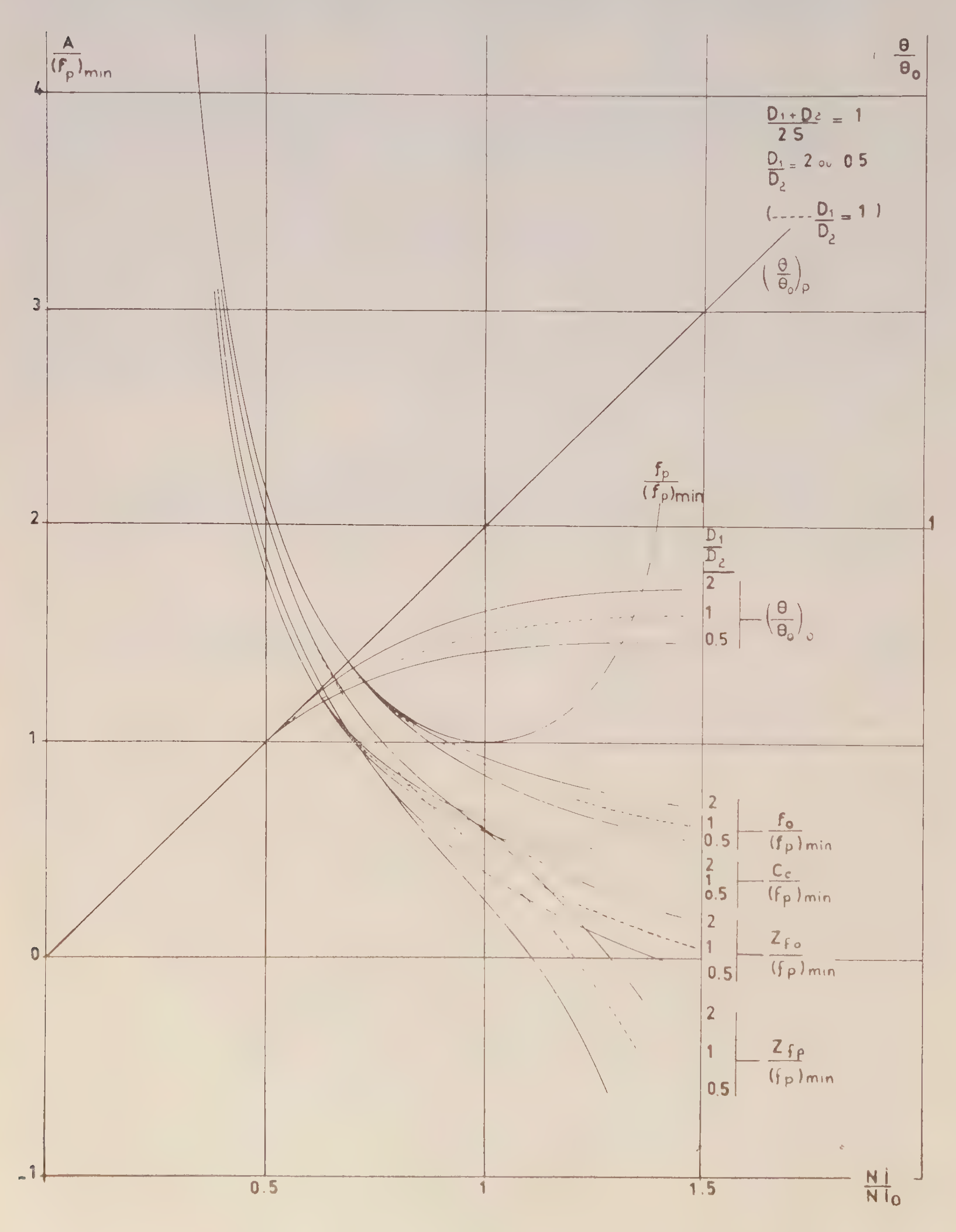
1. *Méthode d'étude*. — L'étude des lentilles magnétiques dissymétriques à été conduite d'une manière analogue à celle qui a déjà été décrite pour les lentilles symétriques : mesure de l'induction $B(z)$ sur l'axe de la lentille, calcul numérique des trajectoires paraxiales et des grandeurs électro-optiques. Un travail en cours concerne le calcul des coefficients d'aberration du 3e ordre.

2. *Circuit magnétique et faces polaires*. — Tout ce qui a été dit sur le circuit magnétique des lentilles symétriques et sur le tracé des faces polaires [(2), chap. II et III] reste valable pour les lentilles dissymétriques.

3. *Paramètres géométriques caractéristiques d'une lentille dissymétrique*. — Une lentille dissymétrique est caractérisée, lorsque $NI < 1\,000\,S$ (S, entrefer en millimètres), c'est-à-dire lorsque la saturation des faces polaires n'est pas atteinte, par deux paramètres géométriques : $(D_1 + D_2)/2S$ et D_1/D_2 (D_1 et D_2, diamètres des trous percés dans les faces polaires; S, entrefer). Nous supposons ci-dessous que cette condition est satisfaite.

4. *Distance focale f_1 de la lentille projecteur* (*correspondance asymptotique*). — La courbe représentative de f_1 en fonction de $NI/\sqrt{V^*}$ [avec les mêmes

conventions que dans ([2])] a la même allure que pour les lentilles symétriques. Si l'on trace, comme pour les lentilles symétriques des *courbes réduites* en



prenant pour point de référence celui qui correspond à la distance focale minimum du projecteur, ($f_1 = f_{1m}$, $NI = NI_0$) l'expérience montre que, pour

tous les cas étudiés, la courbe réduite f_1/f_{1m} en fonction de NI/NI_0 est identique, aux erreurs d'expériences près, à celle déjà tracée pour les lentilles symétriques.

5. *Excitation caractéristique et distance focale minimum du projecteur.* — L'excitation pour laquelle f_1 est minimum, est égale à $NI_0 = 13,5\sqrt{V^*}$ avec la même approximation que pour les lentilles symétriques.

La distance focale minimum est donnée par la relation

$$f_{1m} = 0,5\sqrt{S^2 + 0,45\left(\frac{D_1 + D_2}{2}\right)^2},$$

qui généralise l'expression de f_{1m} pour les lentilles magnétiques symétriques.

De même, le champ maximum, qui n'est pas au milieu de l'entrefer, est égal à (3)

$$B_M = \frac{\mu_0 NI}{\sqrt{S^2 + 0,45\left(\frac{D_1 + D_2}{2}\right)^2}}.$$

6. *Distance focale objectif* f_0. — Si l'objet est réel, et son image à l'infini, il est classique de définir une distance focale objectif « *tangente* ». Cette distance focale dépend du sens de traversée de la lentille pour une excitation donnée; la courbe f_0/f_{1m} des lentilles symétriques est donc dédoublée dans le cas des lentilles dissymétriques. La figure 1 montre les deux courbes correspondantes dans un cas particulier. Elles sont de part et d'autre de la courbe unique correspondant au cas $D_1 = D_2$. Sur la même figure, on a représenté le *coefficient d'aberration chromatique* de l'objectif pour les deux sens de traversée.

7. *Position des foyers.* — Les foyers (foyer objectif, foyer projecteur) ne sont plus symétriquement disposés par rapport au milieu de l'entrefer. Les courbes z_0/f_{1m} et z_1/f_{1m} valables pour les lentilles symétriques sont dédoublées comme la courbe f_0/f_{1m} (*fig.* 1).

Un exposé plus complet de ces propriétés constituera un supplément à l'article (2) déjà cité.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1710.

(2) *Revue d'optique*, 36, 1957, p. 205-234.

(3) Dans le cas d'une lentille magnétique cylindrique, on démontre en toute rigueur (P. Gautier, *Thèse*, Toulouse, 1957), en supposant la perméabilité du fer très grande, que

$$B_M = \frac{\mu_0 NI}{\sqrt{S^2 + \left(\frac{D_1 + D_2}{2}\right)^2}}.$$

RADIOÉLECTRICITÉ. — *Contribution des réflexions partielles atmosphériques dans l'explication du champ reçu à grande distance.* Note (*) de MM. **François du Castel** et **Pierre Misme**, présentée par M. Pierre Lejay.

L'étude expérimentale de l'indice de réfraction de l'air met en évidence une structure de l'atmosphère feuilletée horizontalement. De très nombreuses mesures faites aux États-Unis et en France avec un appareil à très faible constance de temps permettent de dire qu'on trouve en permanence et jusqu'à grande altitude des « feuillets » dans lesquels l'indice de réfraction varie de façon très rapide. On a coutume d'étudier la fonction $N=(n-1).10^6$ où n est l'indice de réfraction. Avec plusieurs auteurs il nous semble qu'on peut schématiser l'atmosphère en disant qu'il existe d'une part des feuillets caractérisés par $\Delta N=1$ environ et d'autre part des feuillets plus importants caractérisés dans les basses couches par $\Delta N=5$ à 10, dont les dimensions horizontales sont de l'ordre du kilomètre et l'épaisseur de quelques mètres. Cette valeur de ΔN décroît avec l'altitude. On adoptera en première approximation $\Delta n=\Delta n_0[C/(h+C)]$, h étant l'altitude du feuillet et C une constante dépendant des caractéristiques de l'atmosphère. Les caractéristiques de ces feuillets varient avec différents types de situations météorologiques et semblent liées aux conditions de stabilité de l'atmosphère.

En se référant aux travaux d'Epstein (¹) on peut démontrer, sans supposer de discontinuité dans le milieu, que le coefficient de réflexion en amplitude d'un feuillet est donné par

$$\rho=\frac{\operatorname{sh}\left[\frac{\pi d}{\lambda}\left(\sin\alpha-\sqrt{\sin^2\alpha+2\,\Delta n}\right)\right]}{\operatorname{sh}\left[\frac{\pi d}{\lambda}\left(\sin\alpha+\sqrt{\sin^2\alpha+2\,\Delta n}\right)\right]},$$

dans laquelle :

d, longueur caractéristique de l'épaisseur du feuillet ;

λ, longueur d'onde ;

α, complément de l'angle d'incidence ;

Δn, variation de l'indice de réfraction dans le feuillet.

A une distance de l'émetteur supérieure à celle de l'horizon radioélectrique un récepteur recevra l'énergie réfléchie par plusieurs feuillets. La position relative des différents feuillets est aléatoire. Comme la phase varie de façon très rapide avec cette position, la différence de phase des champs reçus sera aléatoire. Dans ce cas la puissance reçue est la somme des valeurs quadratiques de l'amplitude.

Les feuillets réfléchissants ne se présentant pas sous forme plate, on a tenu compte de l'irrégularité de la surface pour réduire le coefficient de réflexion

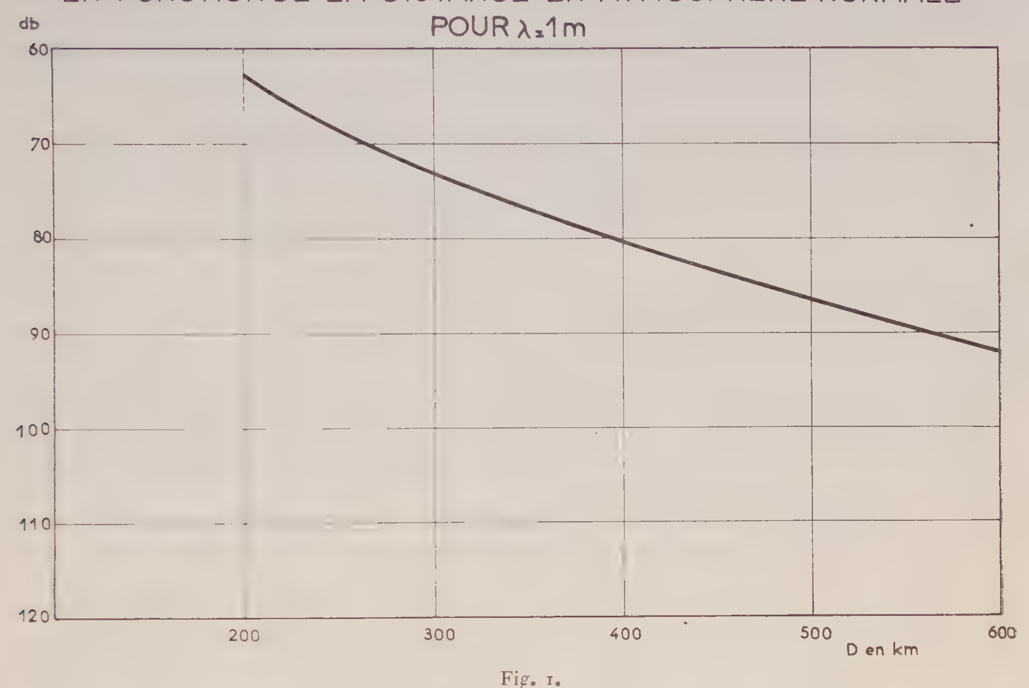

AFFAIBLISSEMENT DE TRANSMISSION
PAR RAPPORT A L'ESPACE LIBRE
EN FONCTION DE LA DISTANCE EN ATMOSPHERE NORMALE
POUR λ=1m
db
60
70
80
90
100
110
120
200
300
400
500
600
D en km

Fig. 1.

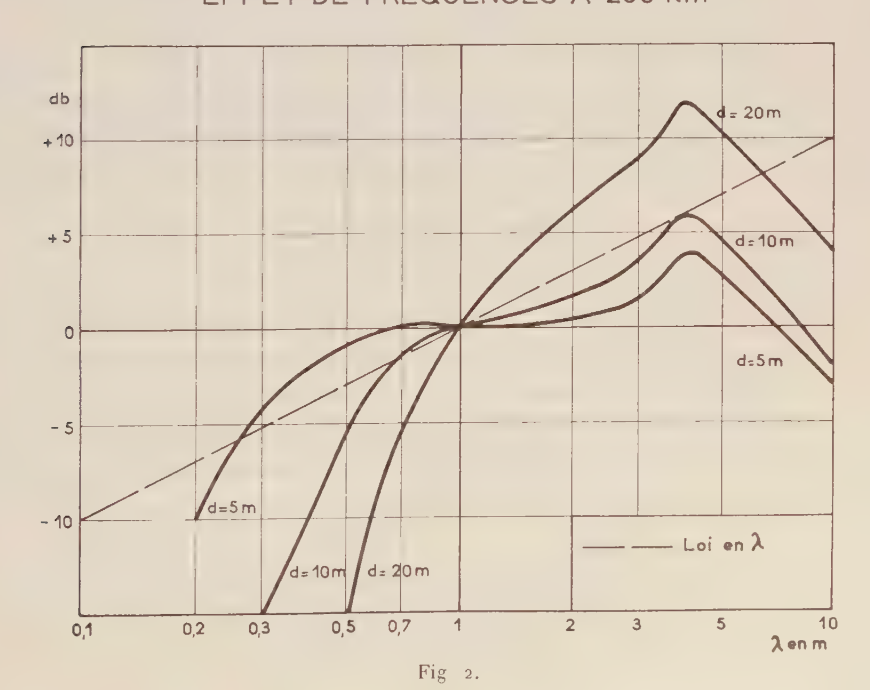

EFFET DE FREQUENCES A 200 km
db
+10
+5
0
-5
-10
d=20m
d=10m
d=5m
d=5m
d=10m
d=20m
Loi en λ
0,1
0,2
0,3
0,5
0,7
1
2
3
5
10
λ en m

Fig. 2.

lorsque le critère de Rayleigh n'est pas applicable. Pour simplifier le problème on a admis que la coupe de la surface de réflexion par un plan vertical quelconque présentait une allure sinusoïdale. D'autre part la surface de réflexion étant inférieure à celle de l'ellipse de Fresnel au niveau d'un feuillet réflecteur on a fait intervenir pour le calcul de la puissance le carré du rapport de la surface utilisée pour la réflexion à la surface de l'ellipse de Fresnel.

Il faut donc multiplier le coefficient de réflexion par

$$\frac{\alpha^2 L^4}{4\eta^2\lambda^2 D^2}\left(\operatorname{arc\,sin}\frac{\lambda}{16 H_0 \alpha}\right)^2$$

avec les notations précédentes et

L, longueur du feuillet considéré;
D, distance émetteur-récepteur;
H_0, amplitude de l'irrégularité de surface.

On considère la contribution de plusieurs feuillets étagés en altitude en faisant la somme de la série dont chaque terme correspond à un feuillet.

On voit alors que la série est très rapidement convergente c'est-à-dire que le nombre des feuillets réfléchissants a peu d'importance. On a donné ci-dessus les résultats des calculs qui semblent en accord avec l'expérience sur les figures 1 et 2.

Certains auteurs ont déjà exposé des théories de réflexion partielle mais il ne semble pas que la fonction qu'ils ont adoptée pour le coefficient de réflexion et les procédés de calcul utilisés conduisent à des résultats en accord avec l'expérience.

Interprétation des résultats. — Dans le calcul on met en évidence le produit $C\Delta_{n_0}L^2/H_0$. On doit remarquer que $\Delta_{n_0}L^2/H_0$ est une fonction croissante de la stabilité atmosphérique ce qui donne une explication au fait d'expérience qui signale que la puissance reçue est d'autant plus grande que l'atmosphère est plus stable (2).

Le coefficient C peut être interprété comme une fonction croissante de l'épaisseur de l'atmosphère où règne une grande stabilité.

L'effet de fréquence est variable avec les conditions atmosphériques, ce qui explique peut-être les difficultés rencontrées par les expérimentateurs pour fixer une loi de l'effet de fréquence. Il semble que la loi dite « loi en λ » représente une valeur moyenne donnant trop d'importance à la variation de la longueur d'onde utilisée dans les bandes les plus couramment employées.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) EPSTEIN, *C. R. Acad. Sc. Washington*, 16, 1930, p. 627.

(2) P. MISME, *Corrélation entre le champ électrique à grande distance et un nouveau paramètre radiométéorologique*, N. B. S. Report n° 5530.

ÉLECTRICITÉ INDUSTRIELLE. — *Sur les limites des domaines de stabilité du régime normal de certains circuits ferrorésonnants.* Note (*) de M. **Marius Panet**, transmise par M. Louis Néel.

L'auteur démontre que les régimes anormaux, décrits dans une Note antérieure et qui s'amorcent spontanément quand l'amplitude de la tension est comprise dans certains domaines, ont leur origine dans « l'excitation paramétrique » résultant des variations périodiques que subit l'inductance des bobines. A titre d'exemple, il précise les limites de stabilité dans un cas particulier.

J'ai donné dans une Note précédente (1) les résultats de l'étude expérimentale de deux circuits bouchons identiques A et B associés en série et dont les bobines sont à noyau de fer. Dans le fonctionnement normal, sous tension sinusoïdale : $2u = 2U\sqrt{2}\cos\omega t$, les tensions unitaires sont égales et engendrent dans les deux bobines des flux égaux :

$$u_A = u_B = u, \qquad \varphi_A = \varphi_B = \Phi_m \sin\omega t, \qquad \text{avec} \quad \Phi_m = \frac{U\sqrt{2}}{\omega}.$$

Cependant, pour certaines valeurs de U, l'équipartition des tensions cède la place à des régimes normaux qu'on peut caractériser par les relations :

$$\varphi_A = \varphi + \Delta\varphi, \qquad \varphi_B = \varphi - \Delta\varphi, \qquad u_A = u + \Delta u, \qquad u_B = u - \Delta u \qquad \text{avec} \begin{cases} u = \dfrac{d\varphi}{dt}, \\ \Delta u = \dfrac{d(\Delta\varphi)}{dt}. \end{cases}$$

La variation du courant total engendrée par l'anomalie doit avoir même valeur pour les deux circuits bouchons; il en résulte

$$\Delta\varphi\left[\frac{1}{l_A} + \frac{1}{l_B}\right] = -2C\frac{d(\Delta u)}{dt},$$

où l_A et l_B représentent les inductances instantanées des bobines A et B.

Pour les faibles valeurs de $\Delta\varphi$: $(1/l_A) + (1/l_B) \simeq (2/l)$ si l est la valeur commune des inductances relative au régime normal. Dans cette hypothèse — valable à la naissance de l'anomalie et par conséquent pour préciser la condition de stabilité du fonctionnement normal — l'équation précédente est celle du régime libre d'un circuit formé par une capacité constante C en série avec une inductance l variable avec le temps.

Divisons chaque demi-période de la source en n intervalles de temps, de durées t_1, t_2, ..., t_n suffisamment réduites pour que cette inductance puisse être considérée comme constante au cours de chacun d'eux, y prenant les

valeurs successives $L_1, L_2, \ldots, L_n$. Durant le temps t_1 les anomalies de flux et de tension évoluent sinusoïdalement suivant le régime libre de pulsation $\omega_1 = 1/\sqrt{L_1 C}$ passant donc des valeurs initiales $\Delta\varphi_0$ et Δu_0 à

$$\begin{Bmatrix} \Delta\varphi_1 \\ \Delta u_1 \end{Bmatrix} = \begin{Vmatrix} \cos\alpha_1 & \dfrac{\sin\alpha_1}{\omega_1} \\ -\omega_1 \sin\alpha_1 & \cos\alpha_1 \end{Vmatrix} \begin{Bmatrix} \Delta\varphi_0 \\ \Delta u_0 \end{Bmatrix} \qquad \text{avec} \quad \alpha_1 = \omega_1 t_1,$$

nouvelles valeurs initiales à considérer pour l'intervalle de temps suivant et ainsi de suite. En conséquence, la loi d'évolution des deux anomalies durant une demi-période de la source est définie par la relation matricielle :

$$\begin{Bmatrix} \Delta\varphi_n \\ \Delta u_n \end{Bmatrix} = \mathbf{M} \begin{Bmatrix} \Delta\varphi_0 \\ \Delta u_0 \end{Bmatrix},$$

où **M** représente le produit des n matrices carrées intervenant successivement aux différents intervalles de temps.

La même transformation se répétant à chaque demi-période, $\Delta\varphi$ et Δu deviendront à l'instant $p(T/2)$:

$$\begin{Bmatrix} \Delta\varphi_{pn} \\ \Delta u_{pn} \end{Bmatrix} = \mathbf{M}^p \cdot \begin{Bmatrix} \Delta\varphi_0 \\ \Delta u_0 \end{Bmatrix} = \lambda_1^p \begin{Bmatrix} x_1 \\ y_1 \end{Bmatrix} + \lambda_2^p \begin{Bmatrix} x_2 \\ y_2 \end{Bmatrix},$$

équation où $\begin{Bmatrix} x_1 \\ y_1 \end{Bmatrix}$ et $\begin{Bmatrix} x_2 \\ y_3 \end{Bmatrix}$ désignent les composantes de la perturbation initiale suivant les directions propres de **M**, dont les valeurs propres λ_1 et λ_2 ont leur produit égal à l'unité.

L'instant auquel le flux s'annule étant choisi comme origine et le fer supposé sans hystérésis, l'inductance prend la même valeur aux instants $(T/4) - t$ et $(T/4) + t$ et cette symétrie donne à la matrice **M** la forme diagonale $\begin{Vmatrix} A & B \\ C & A \end{Vmatrix}$ (²).

On vérifie que, dans ces conditions :

1° Si $|A| < 1$, λ_1 et λ_2 sont imaginaires et de module unité; la perturbation initiale ne peut s'amplifier et le régime normal doit être stable.

2° Si $|A| > 1$ les valeurs propres sont réelles; leurs modules sont respectivement inférieur et supérieur à l'unité. L'une des composantes de la perturbation s'évanouit, mais l'autre s'amplifie géométriquement et le régime normal doit être instable. Dès que l'amplitude de $\Delta\varphi$ n'est plus très petite, la loi de variations de l'inductance des bobines correspondant à une même tension d'alimentation est modifiée, et les éléments de **M** sont altérés dans un sens qui favorise ou contrarie l'excitation paramétrique. Au premier effet, est liée l'irréversibilité de l'apparition des anomalies sous tension croissante; au deuxième, sa réversibilité sous tension décroissante.

En conclusion, les éléments de la matrice **M** étant des fonctions de la tension U, mes calculs démontrent que les régimes anormaux révélés par l'expé-

rience doivent effectivement s'amorcer spontanément, par excitation paramétrique, pour toute valeur de cette tension telle que l'élément A ait une valeur absolue supérieure à l'unité.

A titre d'exemple, l'application de cette règle se fait aisément à un circuit schématique dont les bobines ont une caractéristique réduite à deux éléments rectilignes, le premier porté par l'axe des flux et limité au point d'ordonnée Φ_c, le second issu de ce même point et de pente L_2. Elle montre alors, conformément à mes observations antérieures, l'existence de zones stables alternant avec des zones instables, où se développent les régimes anormaux dont les formes d'onde, telles qu'on peut ainsi les prévoir, concordent avec celles que j'ai décrites.

La demi-période doit être ici décomposée en trois intervalles de durées t_1, t_2, t_1, auxquels correspondent des pulsations o, $\omega_2 = 1/\sqrt{L_2 C}$ et o.

On trouve alors : $A = \cos\alpha_2 - \omega_2 t_1 \sin\alpha_2$ avec $\alpha_2 = \omega_2 t_2$. Ses variations en fonction de ω_2 sont représentées par une courbe pseudo-périodique, dont les intersections avec les droites $y = \pm 1$ déterminent les limites de stabilité. Celles-ci sont atteintes pour les valeurs de α_2 vérifiant l'une ou l'autre des égalités :

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha_2}{2} = \frac{1}{\omega_2 t}, \qquad \operatorname{tg}\frac{\alpha_2}{2} = -\omega_2 t_1, \qquad \alpha_2 = n\pi.$$

Les deux premières concernent respectivement les bornes inférieures des régimes anormaux successifs de rang pair ou impair. La dernière caractérise leurs bornes supérieures, quelle que soit la parité de leur ordre n ; de l'une à la suivante l'angle α_2 augmente de π, amenant donc bien l'apparition d'une nouvelle alternance, comme je l'avais constaté.

Si la tension varie de $\omega\Phi_c/\sqrt{2}$ (début de saturation) à l'infini, l'angle α_2 croît de o à $\omega_2 (T/2) = (\omega_2/\omega)\,\pi$ amenant ainsi l'apparition successive d'un nombre limité d'anomalies (théoriquement égal à ω_2/ω).

La représentation très simplifiée adoptée pour la caractéristique magnétique suffit donc déjà à l'interprétation qualitative des phénomènes observés. Elle m'a permis en outre, à partir des résultats précédents, de justifier certaines propriétés du « circuit-série » étudié par E. Rouelle (3) : Instabilité du régime à moyen courant dans le domaine de la ferrorésonance fondamentale et amorçage spontané d'harmoniques pairs (sans préaimantation) aux inductions plus élevées.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 834.

(1) Cette circonstance facilite le calcul sans en modifier les conclusions.

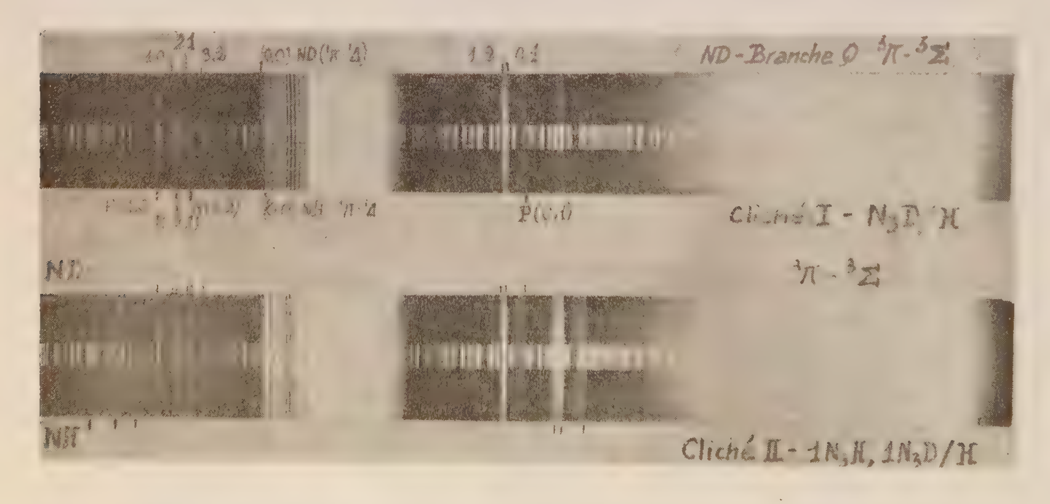
(3) *Thèse de Doctorat ès sciences*, Faculté des Sciences de Lille, 1934.

SPECTROSCOPIE MOLÉCULAIRE. — *Sur la « Flamme Atomique » d'acide azothydrique lourd et d'hydrogène atomique.* Note de MM. **Guy Pannetier**, **Henri Guenebaut** et **Alfred G. Gaydon**, présentée par M. Paul Pascal.

L'identification d'une nouvelle bande $Q_{ND}(3,2)$ de la transition ${}^3\Pi - {}^3\Sigma$, dans le spectre de la flamme atomique N_3D/H, nous permet de prévoir qu'au voisinage de la dissociation limite, l'état excité ${}^3\Pi$ évolue vers l'état $N({}^2D)$. Notre précédente hypothèse [1] concernant la formation du radical NH dans cette réaction est vérifiée et l'on observe pour les systèmes singulets et triplets des valeurs très différente du rapport I_{ND}/I_{NH}.

Le spectre de la flamme atomique N_3D/H a été effectué à l'aide d'un appareillage identique à celui qui fut utilisé lors de nos précédentes recherches dans ce domaine [1]. Quelques modifications de détails, concernant notamment le volume de la chambre à réaction et les caractéristiques du tube à décharge ont cependant été effectuées pour obtenir une réaction complète conduisant à un mélange gazeux final d'azote et d'hydrogène.

En 1955, l'analyse du spectre de décomposition de l'acide azothydrique lourd N_3D [2] avait permis aux auteurs d'apporter une contribution importante à l'analyse vibrationnelle de la transition ${}^3\Pi - {}^3\Sigma$ du radical ND. Néanmoins, leurs observations avaient été gênées par la superposition des nouvelles bandes U. V. étudiées avec une émission très intense du radical OD et la caractérisation des bandes $R_{ND}(1,0)$ et $R_{ND}(2,1)$, vraisemblablement présentes, leur avait été impossible.



Le spectre de la flamme atomique N_3D/H (médium quartz, pose 30 mn, plaque Kodak : 0a — 0, cliché 1) présente les caractéristiques générales signalées lors de l'étude du spectre N_3H/H [1] : absence des bandes parasites du radical OD, émission très intense du radical ND pour lequel on observe à la

fois la transition $^3\Pi - {}^3\Sigma$ et $^1\Pi - {}^1\Delta$, de 4000 Å environ à la limite de sensibilité des plaques utilisées, présence d'un groupe de bandes diffuses dont la structure complexe ne correspond pas exactement ici à celle du radical NH_2. L'émission très faible du radical NH (transition $^3\Pi - {}^3\Sigma$) doit vraisemblablement être attribuée à la présence de traces de H_3PO_4 dans l'acide phosphorique lourd utilisé pour la préparation de N_3D, plutôt qu'à l'existence de réactions d'échanges isotopiques intervenant au cours de la réaction.

L'étude détaillée de la transition $^3\Pi - {}^3\Sigma$ du radical ND nous a permis d'observer toutes les bandes que nous avions déjà signalées ([2]) et de caractériser d'autre part, les nouvelles bandes R(1, 0), R(2, 1) et Q(3, 2) à structure rotationnelle très marquée, dégradées vers le rouge et dont les têtes se situent respectivement, à $\pm 0,3$ Å près, aux longueurs d'onde suivantes : 3100,0, 3122,0 et 3157,0 Å. A 3141,9 Å apparaît également une bande que nous identifierons provisoirement à la bande $R_{ND}(3, 2)$ prévue théoriquement à 3143 ± 2 Å, la proximité de la bande $Q_{ND}(2, 1)$ ne nous en permettant pas une caractérisation précise.

L'observation de la bande Q(3, 2) permet de déterminer la séparation énergétique des niveaux de vibration $v' = 2$ et $v' = 3$ de la molécule ND dans son état excité $^3\Pi$ et, en utilisant les résultats de nos précédentes recherches, de constituer le tableau suivant :

	$\Delta_2 G'$
$\Delta G'_{\frac{1}{2}} = 2240\ \text{cm}^{-1}$	
	98
$\Delta G'_{1\frac{1}{2}} = 2142\ \text{cm}^{-1}$	
	116
$\Delta G'_{2\frac{1}{2}} = 2026\ \text{cm}^{-1}$	

qui met en évidence une augmentation très nette de la convergence des niveaux de vibration de l'état $^3\Pi$ de ND. Cette confirmation expérimentale pour ND, d'une hypothèse que nous avions précédemment formulée pour NH ([3]), nous permet de préciser qu'au voisinage de la dissociation limite, l'état excité $^3\Pi$ évolue vers l'état $N(^2D)$ de l'azote atomique à 19 202 cm^{-1}.

L'utilisation du deutérium comme traceur, dans la réaction N_3H/H confirme, comme on peut le constater sur les clichés (I) (N_3D/H) et (II) ($1\ N_3H$, $1\ N_3D/H$), notre hypothèse ([1]) de la formation du radical NH au cours de la décomposition de la molécule N_3H, par effet thermique dû à l'hydrogène atomique. Elle met également en évidence, contrairement aux observations effectuées sur l'intensité relative des bandes de la transition $^3\Pi - {}^3\Sigma$ de NH et ND, une émission anormalement intense de la transition $^1\Pi - {}^1\Delta$ de NH à 3240 Å par rapport à l'émission correspondante de ND à 3235 Å. Il est possible d'expliquer cette dernière caractéristique à partir

de l'hypothèse d'une simple décomposition thermique, si l'état fondamental de N_3H est un état de triplets. En effet, conformément à la règle de conservation du spin, nous aurions alors

$$N_3D(\text{triplet}) + M \rightarrow N_2(^1) + ND(^3) + M.$$

Quelques réactions secondaires avec l'hydrogène atomique peuvent également intervenir pour la formation de NH ([4]).

([1]) G. Pannetier et H. Guenebaut, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 929.
([2]) G. Pannetier, H. Guenebaut et A.-G. Gaydon, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 958.
([3]) G. Pannetier et A.-G. Gaydon, *J. Chim. Phys.*, 48, n° 5-6, 1951.

SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — *Détection optique des transitions hyperfines d'atomes de cæsium.* Note de MM. **Félix Diamand**, **Jean-Marc Legendre** et **Tadeusz Skalinski**, transmise par M. Jean Cabannes.

L'effet Zeeman hyperfin de l'état fondamental du ^{133}Cs a été étudié par résonance magnétique dans un jet atomique ([1]), ([2]) et dans la vapeur saturante ([3]). Dans ce dernier cas, les faibles différences de populations, dues à l'équilibre thermique, suffisaient à assurer la détection des résonances par méthode radioélectrique.

L'expérience décrite ici, analogue dans son principe à des expériences antérieures de résonance à basse fréquence entre sous-niveaux Zeeman d'un même niveau hyperfin ([4]), ([5]), tire parti des grandes différences de population obtenues entre les niveaux Zeeman des deux états hyperfins $F = 3$ et $F = 4$ par le procédé de pompage optique ([6]).

La figure 1 montre l'effet Zeeman hyperfin en champ faible. En se limitant à l'approximation linéaire de la formule de Breit-Rabi, on a

$$W_{F=4,m_F} = W_{F=4} + 0,35\, m_F H_0\ \text{Mc.s}^{-1},$$
$$W_{F=3,m_F} = W_{F=3} - 0,35\, m_F H_0\ \text{Mc.s}^{-1}.$$

La séparation en champ nul est $f_0 = W_{F=4} - W_{F=3} = 9\,192,63$ Mc.s^{-1} ([7]). Il faut donc que la fréquence du champ soit $f_1 > f_0$ pour les transitions entre deux sous-niveaux $m_F \geq 0$, $f_2 < f_0$ pour $m_F \leq 0$. Nous avons utilisé les fréquences $f_1 = 9\,205,3$ Mc.s^{-1} et $f_2 = 9\,179,8$ Mc.s^{-1}.

La partie optique du montage expérimental est semblable à celle décrite dans ([4]) et ([5]). La cellule est la même que celle utilisée dans les expériences basse fréquence. Elle contient comme gaz étranger du xénon à la pression de 0,16 mm Hg.

La puissance H. F., engendrée par un klystron 2 K 25, est rayonnée vers la cellule par un cornet pouvant être disposé suivant deux positions perpendicu-

laires entre elles, permettant d'induire de préférence, l'une les transitions $\Delta m_F = 0$, l'autre les transitions $\Delta m_F = \pm 1$. La puissance utile est d'environ 10 mW, ce qui correspond, au niveau de la cellule, à un champ magnétique oscillant d'amplitude 10^{-3} Oe. Le klystron n'est pas stabilisé en fréquence. On s'est contenté, provisoirement, de le placer dans des conditions assurant une stabilité optimum (alimentation du chauffage et du réflecteur par batteries, refroidissement, découplage par un guide unidirectif). La dérive lente est corrigée manuellement en agissant sur la tension du réflecteur de façon à maintenir le battement nul entre la fréquence du klystron et une fréquence de référence (harmonique élevé de la fréquence d'un générateur piloté par quartz). Cette fréquence de référence est donc la fréquence de fonctionnement. Par battement nul, il faut entendre un battement nul en moyenne au cours du temps, le klystron étant modulé en fréquence par des inductions parasites à 50 $c.s^{-1}$. La largeur de bande de cette modulation est de l'ordre de 1 à 3 $kc.s^{-1}$.

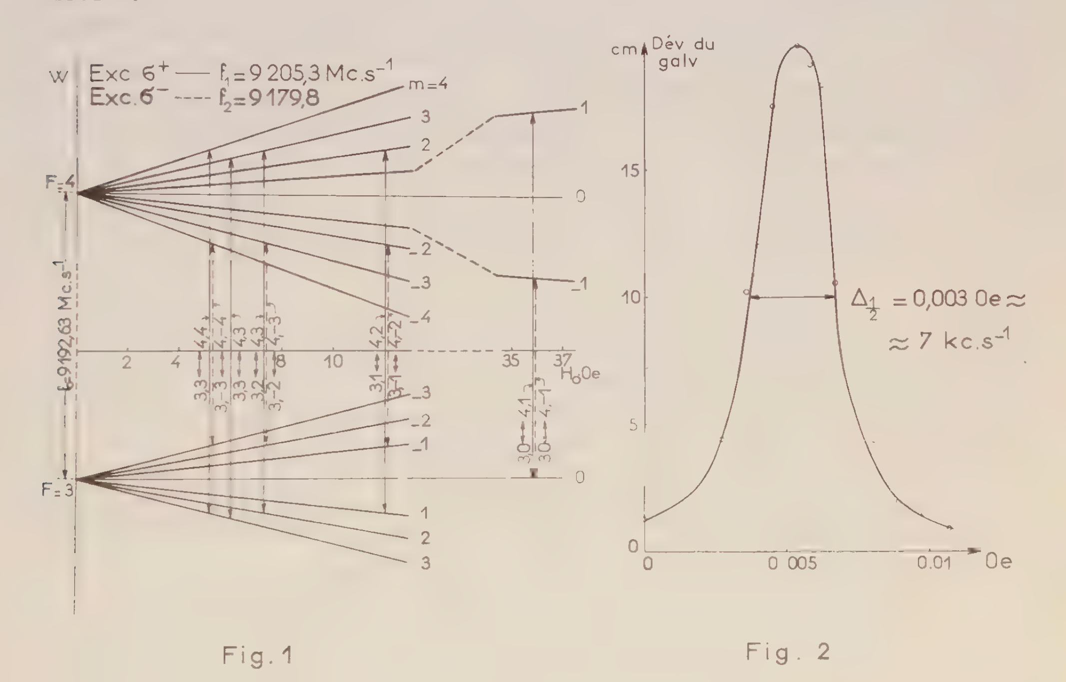


Fig. 1

Fig. 2

Nous avons observé les huit raies ($|\Delta m_F| = 1$), quatre en excitation σ^+ (pour m_F 0) $\geq$ et quatre en σ^- (pour $m_F \leq 0$), Les doublets provenant des transitions $(4, m_F) \leftrightarrow (3, m_F + 1)$ et $(4, m_F + 1) \leftrightarrow (3, m_F)$ ne sont pas résolus. Des raies $\Delta m_F = 0$, seule la raie $(4, 3) \leftrightarrow (3, 3)$ a été suffisamment intense pour être observée. Le tableau indique les valeurs des champs magnétiques H_0 (compte tenu de la correction du champ terrestre) pour lesquels ont été observés les centres des diverses résonances, F, $m_F \leftrightarrow$ F', m'_F. Il indique également les intensités relatives observées I (déviations du galvanomètre).

Excitation σ^+ pour $f_1 = 9205,3$ Mc.s^{-1}.	H_0 (Oe).	I (cm).	Excitation σ^- pour $f_2 = 9179,8$ Mc.s^{-1}.	H_0 (Oe).	I (cm).
4, 4 ↔ 3, 3......	5,19	60	4, −4 ↔ 3, −3......	5,23	60
4, 3 ↔ 3, 2......	7,27	14	4, −3 ↔ 3, −2......	7,33	16
4, 2 ↔ 3, 1......	12,06	4	4, −2 ↔ 3, −1......	12,24	4,5
4, 1 ↔ 3, 0......	35,80	1	4, −1 ↔ 3, 0........	35,85	1
4, 3 ↔ 3, 3......	6,00	4,5			

La largeur des raies est conditionnée par divers processus : relaxations dans l'état fondamental, effet Doppler, saturation par le champ H. F. Il faut ajouter deux causes importantes d'élargissement dans ce montage provisoire : l'inhomogénéité du champ H_0 (de l'ordre de 10^{-4} correspondant à 1 kc.s^{-1}) et l'instabilité du klystron. Une étude des variations de l'intensité des raies avec la puissance H. F. a montré que, pour la puissance maximum disponible, les raies ne sont que faiblement saturées. L'élargissement par le champ H. F. est donc relativement peu important.

L'addition de xénon doit produire un affinement lié à un double mécanisme : d'une part la relaxation due aux collisions des atomes Cs contre les parois est réduite (8), d'autre part l'effet Doppler se trouve réduit par l'effet Dicke (9), (10), à une valeur qui peut être évaluée par le calcul de l'ordre de 0,3 kc.s^{-1}.

Les largeurs observées sont de l'ordre de 7 kc.s^{-1} en accord avec l'effet global des causes indiquées.

Nous avons reproduit l'une des courbes de résonance (4,4 ↔ 3,3) relevée point par point (*fig.* 2).

(1) P. Kusch, S. Millman et I. I. Rabi, *Phys. Rev.*, 55, 1939, p. 1176.
(2) S. Millman et P. Kusch, *Phys. Rev.*, 58, 1940, p. 438.
(3) A. Roberts, Y. Beers et A. G. Hill, *Phys. Rev.*, 70, 1946, p. 112.
(4) J. P. Barrat et A. Blandin, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2041.
(5) T. Skalinski, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1908.
(6) A. Kastler, *J. Phys.*, 11, 1950, p. 255; *Proc. Phys. Soc.*, A 67, 1954, p. 853; *J. Opt. Soc. Amer.*, 47, 1957, p. 460.
(7) L. Essen et J. V. L. Parry, *Nature*, 176, 1955, p. 282.
(8) C. Cohen-Tannoudji, J. Brossel et A. Kastler, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1027.
(9) R. H. Dicke, *Phys. Rev.*, 89, 1953, p. 472.
(10) J. P. Wittke, *Thèse*, Princeton, 1955.

MAGNÉTO-OPTIQUE. — *Dispersion rotatoire magnétique du cinnamate d'éthyle.*

Note (*) de M. **Marcel Rouzeyre**, transmise par M. Gaston Dupouy.

Nous avons étudié la dispersion rotatoire magnétique du cinnamate d'éthyle à l'aide d'un montage photoélectrique analogue à celui réalisé par J. Breton (1) dans lequel nous avons remplacé les polaroïdes, polariseur et analyseur, par un

Nicol et un Glazebrook de grandes dimensions et les filtres interférentiels par un monochromateur Jobin et Yvon.

Les mesures ont été faites, d'une part avec les radiations 578, 546 et 436 mμ du mercure et d'autre part en isolant dans un spectre continu des bandes d'une largeur spectrale de 2 à 3 mμ et en repérant à moins de 1 mμ près le centre de ces bandes.

Le tableau ci-dessous donne les constantes de Verdet Λ en mn.gauss^{-1}.cm^{-1} à 20°C du cinnamate d'éthyle, déterminées par référence à celles de l'eau (²), (³), avec une précision relative de 0,5 % environ

λ(mμ)............	650	630	610	589	578	560	546
$\Lambda.10^2$.............	2,33	2,49	2,64	2,83	2,99	3,20	3,39
λ(mμ)............	530	510	492	480	465	450	436
$\Lambda.10^2$.............	3,66	4,02	4,22	4,80	5,18	5,60	6,10

Les rapports de dispersion $\Lambda_{546}/\Lambda_{578}$ et $\Lambda_{436}/\Lambda_{578}$ qui en résultent ont respectivement pour valeurs 1,13 et 2,04.

La valeur que nous avons trouvée pour $\lambda = 589$ mμ ($\Lambda_{589}^{20°} = 2,83.10^2$) est très voisine de celle qui avait été trouvée autrefois par Perkin ($\Lambda_{589}^{16°} = 2,82.10^2$) (⁴). Par contre, le mémoire de M. A. Haque (⁵), concernant des mesures visuelles de rotations magnétiques faites en 1930 sur les cinnamates, indique les valeurs suivantes pour le cinnamate d'éthyle :

λ(mμ)...	578.	546.	436.
$\Lambda.10^2$..................	2,4435	3,3938	6,0130

En mettant de côté les deux dernières décimales, nous voyons que la valeur de Λ donnée par Haque pour $\lambda = 546$ mμ concorde avec celle que nous avons trouvée, mais qu'il apparaît une discordance très nette pour les radiations 578 et 436 mμ. Les rapports de dispersion qui résulteraient de ses données seraient : $\Lambda_{546}/\Lambda_{578} = 1,39$ et $\Lambda_{436}/\Lambda_{578} = 2,46$.

Or, l'examen direct des angles de rotations mesurés par Haque qui étaient

λ(mμ)...	578.	546.	436.
Rotations (°)............	20,75	23,23	41,99

conduit aux rapports de dispersion : $\Lambda_{546}/\Lambda_{578} = 1,13$ et $\Lambda_{436}/\Lambda_{578} = 2,02$ en accord avec nos propres résultats. Il nous a paru manifeste qu'une erreur systématique s'était glissée dans le calcul des constantes de Verdet fait par Haque. En partant des valeurs expérimentales qu'on trouve dans son Mémoire, il nous a été possible de rétablir les valeurs correctes des constantes de Verdet qui en résultent et qui sont :

λ(mμ)...	578.	546.	436.
$\Lambda.10^2$..................	3,01	3,39	6,10

En partant des angles de rotations qu'il indique et en procédant aux mêmes

corrections, il convient également de modifier les valeurs des constantes de Verdet des autres cinnamates étudiés par Haque. Les constantes de Verdet ainsi recalculées sont :

		λ (mμ)...... 578.	546.	436.
Cinnamate de propyle..............	$\Lambda \cdot 10^2$	2,90	3,31	6,32
» d'isopropyle.............		2,88	3,31	–
» d'isobutyle...............		2,79	3,17	3,58
Aldéhyde cinnamique...............		3,77	4,38	7,80

Nous avons procédé, par ailleurs, pour le cinnamate d'éthyle, à des mesures d'indice aux environs de 20°C, pour quelques radiations monochromatiques :

λ (mμ)...	644.	578.	546.	510.	486.	436.
n.........	1,5540	1,5623	1,5673	1,5745	1,5816	1,6006

La dispersion de la constante de Verdet est alors assez bien représentée par l'expression

$$\Lambda = \frac{A}{n}\,\frac{\lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_0^2)^2}, \qquad \text{avec} \quad \lambda_0 = 1\,730\ \text{Å} \qquad \text{et} \qquad A = 1{,}3 \cdot 10^{[illegible]}.$$

Les constantes λ_0 et A ont été déterminées en utilisant la méthode graphique particulièrement simple employée par J. Breton (6).

(*) Séance du 23 décembre 1957.
(1) J. Breton, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 254.
(2) L. R. Ingersoll, *Phil. Mag.*, **11**, 1906, p. 41.
(3) R. de Mallemann, P. Gabiano et F. Suhner, *Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 837.
(4) W. H. Perkin, *J. Chem. Soc. Trans.*, **69**, 1896, p. 1025.
(5) M. A. Haque, *Thèse*, Paris, 1930.
(6) J. Breton, *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 307.

RAYONS X. — *Spectres* L *et* K *d'absorption du cuivre de divers alliages.*

Note (*) de Mme **Annie Lucasson-Lemasson**, présentée par M. Francis Perrin.

Résultats de mesures sur le spectre d'absorption L_{III} du cuivre allié au nickel, au zinc et à l'aluminium et sur le spectre d'absorption K du cuivre allié au nickel et au zinc.

Des résultats concernant le spectre d'émission L du cuivre allié au nickel, au zinc et à l'aluminium ont été donnés dans une Note précédente. J'ai étendu cette étude aux spectres d'absorption L.

L'appareillage et la technique expérimentale utilisés sont les mêmes que précédemment (1). Tous les pointés ont été faits sur microphotogrammes. En toute rigueur la position de cette discontinuité devrait être pointée sur la courbe de variation du coefficient d'absorption. Dans un travail antérieur (2)

j'ai déterminé, dans le cas où les pointés sont faits sur microphotogrammes, la correction qu'il convient de faire subir aux résultats obtenus. Cette correction est, dans le cas présent, inférieure aux erreurs expérimentales. En prenant pour origine des mesures le maximum de la bande d'émission $L\alpha$ du cuivre. J'ai comparé les positions des discontinuités d'absorption L_{III} du cuivre pur et du cuivre dans différents alliages. Je n'ai donc effectué, comme pour les spectres d'émission, que des mesures relatives.

Pour le cuivre pur les écrans employés furent préparés par évaporation sous vide, leurs épaisseurs variaient entre 0,5 et 1 μ. Le métal ou l'alliage était déposé par évaporation sur une mince feuille d'aluminium battu de 1 μ d'épaisseur qui restait présente comme support de l'écran absorbant pendant la prise des spectres. Ou bien, la couche de métal déposée par évaporation était détachée de son support initial (une lame de verre) et tendue sur un cadre. Pour le métal pur et aussi pour les alliages dont il sera question par la suite, j'ai toujours vérifié, d'une part, que les spectres d'absorption donnés par des écrans sur support d'aluminium étaient identiques aux spectres obtenus à partir des écrans détachés du support, et d'autre part, que le spectre d'émission $L\alpha$ donné par le cuivre ou l'alliage évaporé était identique à celui obtenu à partir du cuivre massif ou de l'alliage correspondant.

Dans le cas des alliages cuivre-nickel et cuivre-aluminium, de petits grains ont été évaporés par chauffage brusque sous vide. La composition des couches ainsi préparées a été contrôlée par émission comme pour le cuivre pur et de plus pour les alliages cuivre-nickel par analyse chimique ([3]). Dans le cas des alliages cuivre-zinc, je n'ai jusqu'ici employé que des écrans constitués par une poudre fine étalée sur un support d'aluminium ou par une feuille battue de 1 μ d'épaisseur.

Le tableau I rassemble les résultats obtenus. Les valeurs données correspondent à des moyennes. L'incertitude probable sur les mesures des déplacements et sur les distances des structures à la discontinuité est de 0,1 eV. On remarque que le déplacement de la discontinuité L_{III} du cuivre dans les alliages cuivre-nickel a lieu vers les faibles énergies tandis que pour les autres alliages ce déplacement à lieu vers les fortes énergies. Pour une phase déterminée, on peut étudier comment varie ce déplacement en fonction de la concentration.

Le déplacement de la discontinuité d'absorption L_{III} du cuivre dans l'alliage à 60 % de cuivre a été mesuré par C. B. Van den Berg ([4]). Le sens et l'amplitude du déplacement sont en accord avec nos résultats.

Ces résultats ont été complétés par l'étude des spectres d'absorption K des mêmes alliages. Le spectre d'absorption K du cuivre dans les alliages à 30, 54 et 79 % en poids dans le nickel a été analysé par H. Friedmann et W. W. Beemann ([5]). T. Hayasi ([6]) a fait l'étude des alliages à 25 et 50 % en poids de cuivre. De leurs études, tous ces auteurs avaient conclu que

les limites d'absorption restent semblables à celle du cuivre pur pour les concentrations indiquées. J. A. Bearden et H. Friedmann ([7]) étudiant le laiton α sont arrivés à des conclusions semblables.

TABLEAU I.

Spectres d'absorption L_{III} *du cuivre.*

Alliage.	Atomes (%).	Poids (%).	$L\alpha L_{III}$.	ΔL_{III}.	L_{III} min.	L_{III} max.	L_{III} min.	L_{III} max.	L_{III} min.
AlCu.......	1,7	4	4	0,9	1,1	–	–	–	–
	33,8	54,7	4,6	1,5	2,2	–	–	–	–
	49,7	70	4,6	1,7	1,5	–	–	–	–
	89,3	95,2	2,6	0,1	1,1	3,1	4,8	6,7	8,2
NiCu.......	18,9	20	2,8	—0,2	–	–	–	–	–
	45,5	47,5	2,5	—0,2	1,2	4,0	5,7	7,5	9
	78,7	80	2,5	0	–	3,4	5,0	7,2	8,8
ZnCu......	86,6	86	2,8	0,2	1,0	2,7	4,1	6,0	7,5
	35,6	35	4,1	1,1	1,1	–	–	–	–
Cu........	–	–	2,4	0	1,1	3,4	5,0	6,7	8,7
Cu oxydé...	–	–	3,5	0,5	0,8 (raie blanche)	3,2	4,7	6,8	8,0

Distance en électrons-volts :

$L\alpha L_{III}$: distance du maximum de la bande $L\alpha$ à la discontinuité L_{III};

ΔL_{III} : distance des discontinuités L_{III} du cuivre et du cuivre allié.

J'ai employé un spectrographe à mica analyseur courbé sous 40 cm de rayon par transmission. Dans la région d'absorption K du cuivre la dispersion est de 83,5 eV/mm. Je n'ai effectué, comme pour les spectres d'absorption L que des mesures comparatives, dans des conditions expérimentales bien déterminées, destinées à faire apparaître les déplacements relatifs pour les alliages. On comprend, ainsi, que les résultats obtenus pour le cuivre pur puisse différer quelque peu de ceux publiés antérieurement par notre laboratoire ([8]). Les pointés ont été faits sur microphotogrammes. Les épaisseurs d'écrans à employer sont de l'ordre de 20 μ.

Le tableau II groupe les résultats. La chute d'absorption K du cuivre se fait en deux temps. La courbe d'intensité transmise en fonction des fréquences croissantes présente deux points d'inflexion consécutifs K_1 et K_2 séparés par un maximum. On remarque que le sens du déplacement de K_1 est le même que celui de la discontinuité L_{III}, mais l'amplitude des déplacements évalués en énergie est différente. A la précision de nos mesures la position de K_2 reste inchangée. L'incertitude probable sur les mesures de déplacement est de 0,3 eV et sur les distances des structures à la discontinuité d'environ 1 eV. Les principales structures de Kronig ont été pointées. D'après Kronig, dans

un cristal cubique, la distance en énergie des bandes interdites au potentiel moyen, est inversement proportionnelle au carré de la maille. On voit que les déplacements de ces structures sont bien conformes à la théorie aussi bien dans la solution solide α de cuivre dans le nickel que dans le laiton α étudié.

Tableau II.

Spectres d'absorption K du cuivre.

Alliage...	Ni Cu.				Zn Cu.				Cu.
Atomes (%)..	9,3	18,9	27,3	45,5	20,4	35,6	52,7	70,6	–
Poids (%)...	10	20	30	47,5	20	35	52	70	–
ΔK_1........	—2,5	—2,3	—2,1	—0,5	1,5	2,6	1,1	0,2	0
K_1K_2.......	10,2	11,2	9,3	–	7,2	6,8	7	8,7	9,2
1° min......	–	–	17,5	–	–	–	–	–	15
R. N........		$_{\text{min}}$ 20	21,5$_{\text{min}}$	19,5	15,5	14	17	19,5	20
2° min......	–	–	26	–	–	–	–	–	26
α...........	–	34	33,5	–	28,5	28	30	32	33
A..........	–	48	50,6	–	44,5	44	43,5	44	46
β...........	–	77	71	–	58	55,5	–	65	63
B...........	–	97,5	95	–	35	83,5	–	91,5	92
γ...........	–	–	124	–	–	115,5	–	117	120
C..........	–	161,5	160	–	–	–	–	147,5	155
δ...........	–	–	185,5	–	–	–	–	174,5	179
D..........	–	–	–	–	–	–	–	–	195

ΔK_1, distance en électrons-volts entre les discontinuités K_1.

K_1, K_2, distance en électrons-volts de K_1 à K_2.

Δ eV pour les structures K du cuivre pur ou allié par rapport à K_1.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) A. Lucasson-Lemasson, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1794.

(2) A. Lemasson, *Diplôme d'Études supérieures*, Paris, 1949.

(3) Par méthode colorimétrique par Mlle Tribalat.

(4) *Thèse*, Université de Groningen, 1957.

(5) *Phys. Rev.*, 58, 1940, p. 400.

(6) Tohoku, *Univ. Sc. Rep.*, 25, 1936, p. 598, 606 et 661.

(7) *Phys. Rev.*, 58, 1940, p. 387.

(8) Y. Cauchois et I. Manescu, *J. Chim. Phys.*, 47, 1950, p. 892.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur le rayonnement du polonium* 210.

Note de Mlle **Marie Ader**, présentée par M. Francis Perrin.

Une source de polonium artificiel émet des particules ionisantes de grands parcours et des neutrons, dont les spectres sont identiques à ceux de ces rayonnements issus des sources de polonium naturel.

Des publications antérieures (1) ont montré que :

1° Le rayonnement de parcours anormalement long émis par des sources radioactives, se répartit en trois groupes distincts :

— un premier groupe allant jusqu'à 100 μ;

— un deuxième groupe de 150 à 220 μ;

— un troisième groupe de 220 à 350 μ environ dans l'émulsion photographique.

2° Ces rayons ([2]) dont le parcours maximum est approximativement celui du parcours des protons de la réaction (α, p) des rayons α du polonium 210 sur l'aluminium, ne semblent pas attribuables à une contamination des sources radioactives par des traces d'aluminium.

3° Un rayonnement ([3]) issu d'une source forte de polonium 210 provenant des dérivés du radium a projeté des protons dans des couches d'émulsion photographique. Ces protons, vraisemblablement projetés par des neutrons de la source, forment un spectre très voisin du spectre des neutrons de fission de l'uranium établi par Segré.

Nous avons utilisé, dans les mêmes conditions expérimentales que celles déjà décrites, une source de polonium 210, provenant de l'irradiation de bismuth par des neutrons et préparée à Harwell.

Le polonium déposé sur un disque de platine de 250 μ d'épaisseur est recouvert d'une feuille de 4 μ d'épaisseur de platine. Au début des expériences, la source mesurait environ 700 mC.

Les plaques exposées à cette source présentent ([4]) :

a. des traces de particules anormalement longues identiques à celles observées avec le polonium naturel;

b. leur répartition forme des groupes avec sensiblement les mêmes limites de parcours;

c. l'épaisseur des émulsions contient des protons projetés dont le spectre semble le même que celui obtenu antérieurement et dont la forme rappelle étroitement celui des neutrons de fission de l'uranium. Ces protons projetés seraient, selon toute vraisemblance, dus à des neutrons émis par la source de polonium artificiel.

Le polonium préparé à partir du bismuth présenterait donc des propriétés analogues à celles du polonium provenant de sources naturelles, ce qui exclut l'hypothèse d'une origine des rayonnements observés due à une contamination radioactive.

L'hypothèse de ces phénomènes liés à une fission spontanée reste donc à considérer.

([1]) M. Ader, M. P. Cabannes et P. Conte, *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 475.

([2]) M. Ader, *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 44.

([3]) M. Ader, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1290.

([4]) Ces mesures ont été faites en collaboration avec Marie-Paule Cabannes.

CHIMIE PHYSIQUE. — *L'utilisation des radioisotopes dans l'étude de la corrosion métallique en milieu alcalin*. Note (*) de M. **Helmy Makram**, présentée par M. Eugène Darmois.

Dans deux précédentes Notes (¹), il a été rendu compte d'une méthode électrochimique permettant d'étudier le pouvoir corrosif d'un électrolyte sur une plaque d'aluminium.

Dans le présent travail on étudie la corrosion, par une autre méthode d'étude du phénomène, basée sur l'utilisation des indicateurs radioactifs dont le principe est le suivant :

On irradie un métal M à la pile atomique, on plonge l'éprouvette ainsi irradiée dans une solution corrosive non marquée. Dans ces conditions, on constate que les ions marqués apparaissent en solution. On étudie le passage des ions marqués dans la solution en fonction du temps.

On a utilisé du cuivre électrolytiquement pur à 99,9 % de dimensions : 1×8 cm et 0,2 mm d'épaisseur.

Comme dans les expériences précédentes, les plaques de cuivre ont subi un polissage électrolytique et un dégraissage aux vapeurs de trichloréthylène.

La cellule de mesure est constituée par un ballon de 500 cm³ environ, dont la température est réglée au moyen d'un dispositif classique à relais.

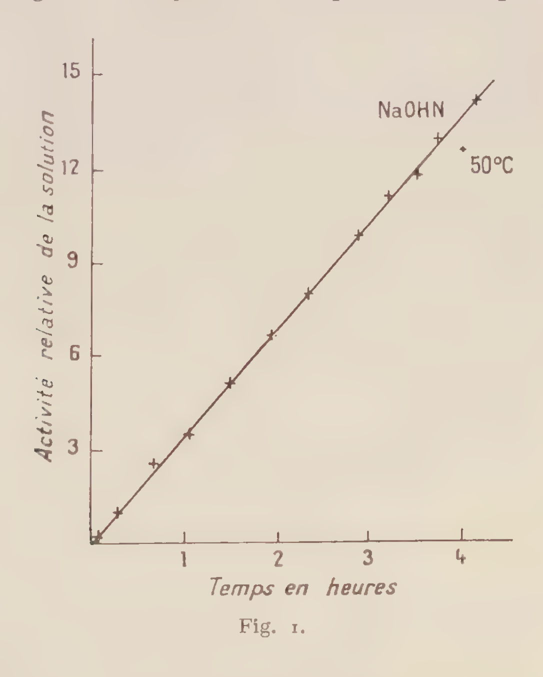


Fig. 1.

Un agitateur, à l'intérieur du ballon, couplé à un moteur asynchrone synchronisé, permet d'assurer une vitesse d'agitation constante de 600 t/mn.

Pour entreprendre les mesures de radioactivité, on effectue des prélèvements de 1 cm^3 à l'aide d'une pipette de précision à des temps déterminés. Les échantillons prélevés sont placés dans des coupelles en pyrex. On rince la pipette avec un volume constant d'eau qui est aussi recueilli dans la coupelle; le liquide est ensuite évaporé à l'étuve jusqu'à obtention de cristaux.

Les résultats, compte tenu de l'activité initiale de la plaque, de la variation de volume de la solution, de la vie moyenne du radioélément, se traduisent alors par des courbes analogues à celle de la figure 1 qui se rapporte au cas du cuivre plongé dans une solution de NaOH N.

Nous remarquons que l'activité de la solution croît avec le temps de manière sensiblement proportionnelle.

On obtient la relation

$$V = kt + k',$$

où

V, vitesse de corrosion représentée par l'activité de la solution;
k, k', constantes;
t, temps.

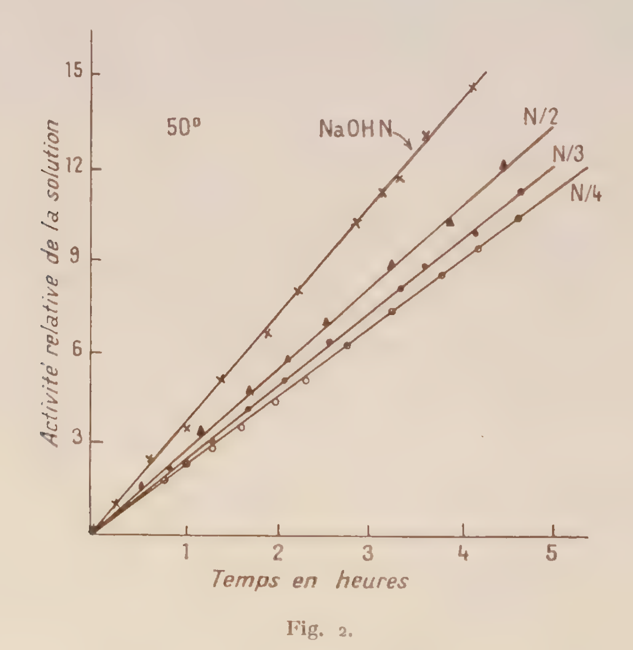


Fig. 2.

La figure 2 montre que la pente des droites est fonction croissante de la concentration de la solution corrosive. En solutions concentrées de NaOH, l'attaque se fait assez vite; en solutions diluées il y a net ralentissement de l'attaque.

En étudiant, au moyen de cette méthode, le comportement du cuivre dans des solutions alcalines, à un pH supérieur ou égal à 11, telles que NaOH, trigon, P_3Z et en notant pour chaque concentration la quantité du cuivre corrodé nous avons obtenu les résultats représentés par la figure 3.

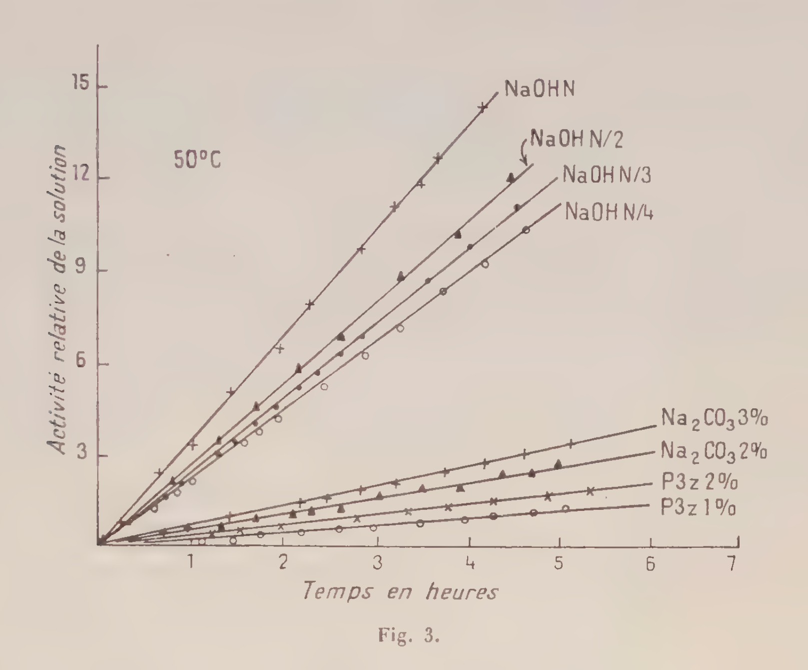


Fig. 3.

Cette méthode donne aussi une signification quantitative de la corrosion, qui nous a permis d'évaluer à tout instant la quantité de cuivre qui passe en solution. La sensibilité de dosage du cuivre par méthode radiochimique étant de l'ordre de 4.10^{-10}, nous avons consigné dans le tableau les résultats des analyses effectuées sur les diverses solutions expérimentées.

Solution corrosive.	Quantité minimum de cuivre décelée au bout de 2 à 5 mn.	Quantité de cuivre dissoute au bout de : 2 h.	7 h.
NaOH N	$12 \quad .10^{-8}$	$70 \quad .10^{-7}$	
NaOH N/2	3 »	50 »	
NaOH N/3	1,1 »	39 »	
NaOH N/4	0,9 »	24 »	
P_3Z 2 %	0,59 »	8 »	
P_3Z 1 %	0,5 »	3,9 »	
Trigon	0,35 »	—	$0,5.10^{-7}$

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 3153 et **245**, 1957, p. 1060.

CHIMIE PHYSIQUE — *Sur le déplacement des particules d'aérosols au cours des processus de diffusion moléculaire.* Note de M. **Léopold Facy**, présentée (*) par M. Eugène Darmois.

Les équations du mouvement d'une particule placée dans un gradient de vapeur diffusante sont dérivées de celles d'Einstein pour l'effet radiométrique. Il existe deux domaines ($r < \lambda$ et $r > \lambda$) où les vitesses sont indépendantes du rayon r des particules. Pour r de l'ordre de grandeur du libre parcours moyen λ, les vitesses sont fonction du rayon, raccordant ainsi les deux domaines à vitesses constantes.

Un phénomène tout à fait comparable à celui du « dust free space » existant au voisinage des corps chauffés, ou à la photophorèse des particules, soumises à un rayonnement, peut être observé lorsqu'on examine sur fond noir, en éclairage latéral, le comportement d'un nuage particulaire dans une enceinte isotherme où, par un processus convenable d'évaporation-condensation, on crée un gradient de tension de vapeur partielle, en régime de diffusion moléculaire pur et à pression globale constante.

Les techniques habituelles d'examen des nuages particulaires peuvent être utilisées, en particulier la cellule d'examen est prise dans un bloc de cuivre rouge, et les surfaces émissives et réceptrices de vapeur, formant source et puits de tension de vapeur, sont de petite superficie et en contact direct avec des masses importantes de métal pour égaliser et évacuer rapidement les chaleurs latentes de vaporisation-condensation.

La zone source peut être matérialisée par du feutre ou du papier buvard imprégné de solvant pur, la zone puits par une surface identique imprégnée d'une solution sursaturée ou, dans le cas de l'eau par exemple, par la surface déliquescente d'une plaquette d'un sel hygroscopique.

Pour une température donnée, pour un solvant et une solution sursaturée donnés, on peut obtenir des gradients de tension de vapeur prédéterminés en faisant varier l'écartement des surfaces évaporantes et condensantes.

Des précautions particulières doivent être prises pour éviter d'amorcer un transport tourbillonnaire convectif entre la zone source et la zone puits, l'amorce du mouvement convectif étant due ici à la différence de densité du mélange air-vapeur au voisinage de la zone source avec la densité normale de l'atmosphère de la cellule. En pratique il est difficile de porter l'écartement des surfaces actives à plus de 5 ou 7 mm; ces limites étant d'ailleurs du même ordre de grandeur que celles observées pour l'effet thermique par Paranjpe [1] et d'autres chercheurs.

De même une intensité lumineuse modérée et un choix judicieux des particules d'aérosol suffisent pour éviter tout effet de photophorèse. Des contrôles de températures permettent également de s'assurer que l'isothermie est facile-

ment réalisée, les changements d'état ne portant que sur des quantités extrêmement faibles de vapeur.

Les particules en suspension dans l'atmosphère jouent alors le rôle d'indicateurs très sensibles et matérialisent dans un rapport cinétique simple l'afflux des molécules de vapeur diffusant de la source vers le puits. Le transfert de vapeur est ainsi rendu directement visible par le déplacement continu des particules, déplacement facilement mesurable, superposé au mouvement Brownien habituel dont les fluctuations demeurent parfaitement perceptibles surtout dans le cas des petites vitesses de déplacement correspondant à de faibles gradients.

La zone source, où se produit l'évaporation, reste sombre sur une certaine distance et présente exactement l'aspect de l'espace noir régnant autour d'un corps chauffé. La zone puits, par contre, reçoit l'afflux continuel des particules venant impacter sa surface et joue ainsi le rôle de paroi froide du précipitateur thermique.

Les équations du mouvement d'une particule submicroscopique soumise à un gradient de tension de vapeur peuvent très simplement être déduites du raisonnement déjà établi par Einstein ([2]) dans son étude de l'effet radiométrique, et sans introduire ici des paramètres de conductibilité thermique comme Epstein ([3]) avait été amené à le faire pour préciser l'ordre de grandeur des effets observés.

Dans l'enceinte fermée isotherme et à pression constante de la cellule d'examen on peut admettre qu'un petit élément de surface σ, supposé petit devant le libre parcours moyen λ, et placé, normalement à l'axe des x qui matérialise la droite joignant les parois source-puits, sera traversé dans les deux sens par un flux de molécules d'air s'équilibrant, et sera en outre soumis à un flux de molécules de la vapeur diffusante représenté par l'expression $\nu = \sigma D(du/dx)$ où D est le coefficient de diffusion moléculaire de la vapeur considérée et du/dx le gradient de densité de cette dernière suivant l'axe choisi.

Cette surface σ sera en réalité le maître couple d'une particule submicroscopique qu'on peut supposer sphérique de rayon r, ou de forme quelconque mais qui par suite du mouvement Brownien de rotation se comportera en fait également comme une particule possédant un rayon équivalent r. La force F s'exerçant sur une semblable particule, pour une pression ambiante P, et un gradient de pression de vapeur diffusante dp/dx pourra donc s'écrire, K étant une constante : $F = K(\pi r^2/P)\, D(dp/dx)$.

Pour trouver la vitesse de déplacement V de la particule il suffit de remplacer F par sa valeur dans l'équation $V = ZF$ et en prenant pour Z, dans le cas où λ est grand devant r l'expression proposée par Epstein ([4]) $Z = (A + B)\lambda/6\pi\eta r^2$ où A et B sont des constantes.

On obtient ainsi, K étant pour une pression donnée une constante à déterminer, une expression de la forme $V = K D(dp/dx)$ exprimant que la vitesse est indépendante du rayon de la particule.

Si la particule d'aérosol est de grande dimension par rapport à λ, les conditions d'identité de pression en tous points de l'espace dans la cellule font que cette particule ne peut être soumise sur ses faces à une force de la part de l'atmosphère ambiante. Par contre dans la couche d'épaisseur λ entourant le bord du disque supposé plat — ou du maître couple de la particule sphérique — le flux de vapeur dont l'expression est $\nu = l D(dn/dx)$ se fera sentir par unité de longueur l du contour de la particule.

Une particule de périmètre $2\pi r$ subira donc une force $F = k' \pi r D(dp/dx)$ où k' est une constante tenant également compte du fait que la largeur réelle de la zone marginale responsable de l'entraînement peut, par suite des effets de viscosité, différer du libre parcours moyen proprement dit.

La vitesse de déplacement s'exprime en remplaçant dans l'équation $V = ZF$ la valeur Z par la résistance tirée de la loi de Stokes $Z = 1/6\pi\eta r$. On obtient à nouveau une expression de la forme $V = K' D(dp/dx)$ qui montre encore que, dans ce nouveau domaine où r est grand devant λ, et pour des conditions de pressions déterminée, la vitesse est constante et indépendante du rayon de la particule.

Si l'on cherche l'expression de la vitesse pour des particules dont le rayon est de l'ordre de grandeur du libre parcours moyen λ on arrive cette fois par suite de l'introduction de la correction de Cunningham à une expression de la forme $V = (K'' + K''' \lambda/r) D(dp/dx)$. Pour ces domaines de λ/r, les vitesses varient d'une façon sensible avec r et représentent la transition continue existant entre les deux régimes à vitesses constantes, lorsque r est très petit (V grand), ou r grand devant le libre parcours moyen (V petit).

En réalité si l'expérience confirme la constance des vitesses dans le domaine r grand aux pressions normales (vitesses mesurées ici sur des particules individualisées) l'appareillage employé jusqu'à présent n'a pas permis de mesurer ces mêmes vitesses pour des particules très petites ou à des pressions faibles ; les mesures effectuées par Rosenblatt et La Mer ([5]) dans le cas des répulsions d'origine thermique laissent penser que pour r voisin de λ la correction de Cunningham est insuffisante pour représenter avec précision la résistance au mouvement.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

([1]) M. K. Paranjpe, *Proc. Ind. Acad. Sc.*, 4a, 1936, p. 423.

([2]) A. Einstein, *Z. Physik.*, 27, 1924, p. 1.

([3]) P. Epstein, *Z. Physik.*, 54, 1929, p. 537.

([4]) P. Epstein, *Phys. Rev.*, 23, 1924, p. 710.

([5]) P. Rosenblatt et V. K. La Mer, *Phys. Rev.*, 70, n°s 5 et 6, 1946, p. 385.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Loi cinétique de la formation et de la décomposition des oxydes de surface sur le graphite.* Note (*) de MM. **Lucien Bonnetain, Xavier Duval** et **Maurice Letort**, transmise par M. Georges Chaudron.

Étudiant l'adsorption d'oxygène sur du graphite artificiel puis la désorption à l'état de CO et CO_2 des oxydes de surface formés, les auteurs mettent en évidence que ces deux phénomènes obéissent très exactement à la loi d'Elovich.

Dans une étude sur les réactions du graphite artificiel avec l'oxygène sous très basses pressions [1], nous avons été amenés à mesurer séparément la vitesse de formation des oxydes de surface (c'est-à-dire la vitesse de chimisorption de l'oxygène) et leur vitesse de décomposition en CO et CO_2 à l'état gazeux. Ces mesures portent sur des échantillons de quelques décigrammes à quelques grammes de graphite en poudre contenant moins de 0,02 % d'impuretés.

Vitesse de chimisorption. — L'échantillon est placé dans un tube de silice relié à un appareil en verre soudé comprenant une pompe à diffusion à vapeur de mercure pour l'évacuation des gaz, ainsi qu'une jauge de Mac Leod et un dispositif d'introduction de petites quantités d'oxygène. La surface du graphite est préalablement débarrassée de la plus grande partie des oxydes de surface par dégazage sous vide à 950° C. On mesure ensuite la vitesse de chimisorption sur l'échantillon, ramené à la température voulue, en enfermant une certaine quantité d'oxygène dans l'appareil et en mesurant la diminution de pression en fonction du temps. Pour mesurer la vitesse propre de chimisorption sans intervention simultanée de désorption de produits de la réaction, il est nécessaire d'opérer à des températures inférieures à 200° C. Dans ces conditions, la vitesse de chimisorption est lente et surtout décroît très vite en fonction du temps de sorte qu'elle n'est pratiquement plus mesurable bien avant que l'oxygène fixé corresponde à un recouvrement complet de la surface.

La quantité totale d'oxygène adsorbé q en fonction du temps t obéit à la relation

$$q = \frac{1}{\alpha}\ln(a\alpha t + 1)$$

dans laquelle a et α sont deux constantes déterminées à partir de deux couples de valeurs expérimentales (q_1, t_1) et (q_2, t_2). Cette relation est généralement connue sous le nom de loi d'Elovich et exprimée le plus souvent sous sa forme différentielle

$$\frac{dq}{dt} = a\,e^{-\alpha q}$$

qui montre immédiatement que la vitesse instantanée de chimisorption varie exponentiellement en fonction de la quantité déjà adsorbée. La loi d'Elovich

est empirique, mais elle est l'objet de spéculations théoriques depuis que l'on s'est aperçu qu'elle est applicable à d'assez nombreux exemples de vitesses de chimisorption de gaz sur des solides ([2]).

La figure 1 illustre son application à la chimisorption de l'oxygène sur le graphite à la température de 20° C; la quantité d'oxygène chimisorbé est exprimée en 10^{-8} mole/m² de surface (mesurée par la méthode de Brunauer, Emmett et Teller (B. E. T.) et le temps en minutes; les constantes ont alors pour valeurs : $a = 0{,}071$ et $\alpha = 9{,}2$.

Par ailleurs, en reprenant les données de Juza et Langheim ([3]) sur la vitesse de chimisorption de l'oxygène sur du charbon de sucre mesurée par la disparition du paramagnétisme de l'oxygène, nous avons trouvé que les vitesses mesurées obéissent également à la loi d'Elovich.

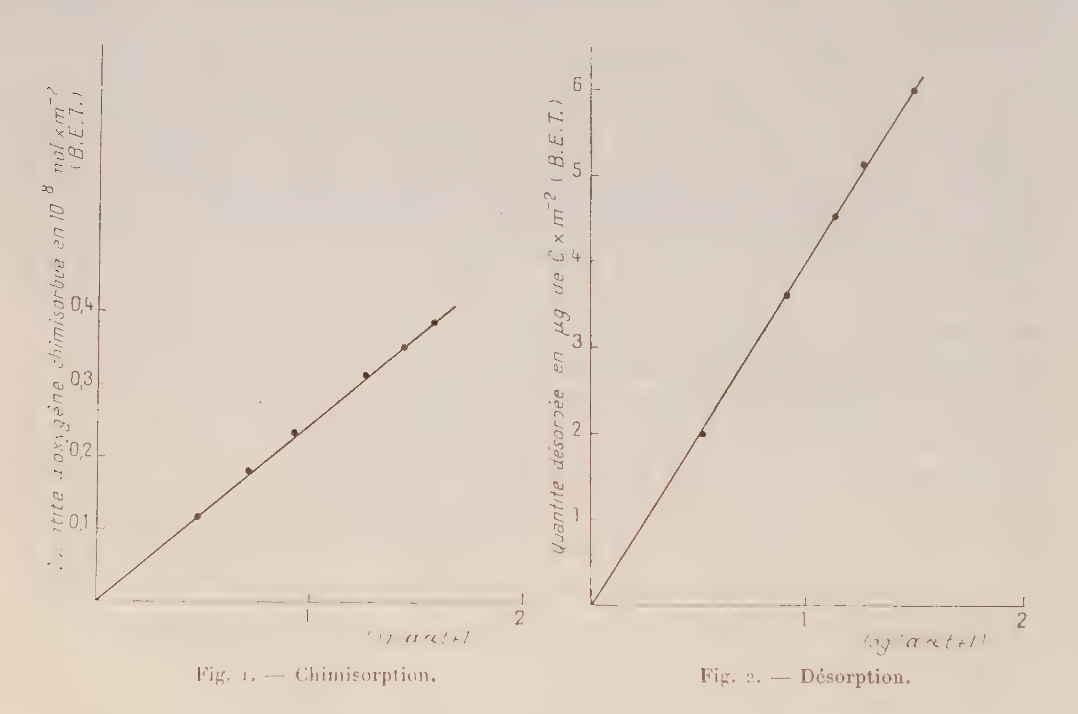


Fig. 1. — Chimisorption. Fig. 2. — Désorption.

Vitesse de désorption. — Les oxydes de surface sont préalablement formés par combustion de l'échantillon jusqu'à l'atteinte d'une vitesse stationnaire de réaction dans un courant d'oxygène sous quelques millièmes de millimètre de mercure à une température déterminée (généralement entre 500 et 650° C). L'arrivée d'oxygène étant interrompue, l'appareil est rapidement évacué et le tube contenant l'échantillon est isolé du reste du montage par fermeture d'une vanne à mercure. Les oxydes de surface continuent alors à se décomposer à la même température en CO et CO_2 qui s'accumulent en phase gazeuse; ces gaz désorbés sont périodiquement évacués et analysés au moyen de la jauge de Mac Leod (en condensant sélectivement CO_2 à $-195°$ C).

On mesure ainsi une vitesse de désorption qui décroît très vite en fonction du temps et n'est plus mesurable bien avant que la plus grande partie de l'oxygène chimisorbé soit épuisée. La quantité totale de molécules désorbées (somme de CO et CO_2) varie en fonction du temps suivant la loi d'Elovich. La figure 2 illustre cette loi appliquée à la désorption d'un échantillon de graphite après combustion à 546°C sous une pression d'oxygène de $6,4.10^{-2}$ mm Hg. La quantité désorbée étant exprimée en microgramme de carbone volatilisé par mètre carré de surface (B. E. T.) et le temps en minute, les constantes ont respectivement pour valeurs $a = 0,0054$ et $\alpha = 0,61$.

Il est remarquable que la loi d'Elovich soit vérifiée seulement si l'on considère la *somme des quantités de* CO *et de* CO_2 désorbées, c'est-à-dire la quantité totale de carbone volatilisé, sans tenir compte de la nature des oxydes gazeux formés. La loi n'est pas vérifiée si l'on tente de l'appliquer à la quantité totale d'oxygène ayant quitté la surface du graphite : il en est de même si l'on considère séparément des désorptions de CO_2 et de CO. Les proportions relatives de ces deux produits sont en effet susceptibles de varier au cours de la désorption suivant une relation qui fera l'objet d'une publication ultérieure.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) L. Bonnetain, X. Duval et M. Letort, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1728.

(2) H. A. Taylor et N. Thon, *Amer. Chem. Soc.*, 74, 1952, p. 4169.

(3) R. Juza et R. Langheim, *Z. Elektrochem.*, 45, 1939, p. 689.

PHYSIQUE MACROMOLÉCULAIRE. — *Sur une représentation des données expérimentales fournies par l'étude de l'effet Maxwell des solutions de hauts polymères.* Note (*) de M. **Joseph Leray**, transmise par M. Gabriel Foëx.

On propose un mode de représentation dans lequel les mesures d'angle d'extinction en fonction du gradient de vitesse G s'expriment empiriquement par une loi linéaire. Il permet de préciser ou de vérifier l'existence de phénomènes dont la théorie reste à donner. En particulier on montre que dans le cas des solutions de particules rigides, la théorie classique de l'orientation est en défaut pour les grandes valeurs de G..

Lorsqu'on soumet une solution de macromolécules à un écoulement laminaire à gradient de vitesse G constant, elle devient en général anisotrope : la position de ses lignes neutres, repérée par l'angle χ que fait l'une d'elles avec la direction de l'écoulement dépend de G et de la concentration c. En pratique, la mesure de l'angle d'extinction χ en fonction de G, a pour but de déterminer la pente, $tg\alpha$, de la tangente à l'origine de la courbe $\chi(G, c)$. La limite de cette quantité à $c = 0$ est, en effet, une donnée expérimentale importante car elle permet de calculer la constante de diffusion de rotation (cas des particules rigides) ou bien nous renseigne sur la viscosité interne de la molécule (cas des chaînes souples).

Nous proposons de substituer à la représentation $\chi(G)$ le diagramme suivant : on porte en abscisses la variable $\tau_0 = G\eta_0$ et en ordonnées, la fonction τ_0/Φ où $\Phi = (\pi/4) - \chi$ (l'introduction de η_0, viscosité du solvant, permet de rapporter les courbes à une même variable quel que soit le solvant). Lorsque G augmente indéfiniment, Φ tend vers une limite Φ_∞; la limite à $G = 0$ de τ_0/Φ est égale à $\eta_0/\text{tg}\,\alpha$.

On constate, alors que la courbe $\chi(G)$ présente en général une allure hyperbolique, que les points correspondant à la nouvelle représentation se placent sur une droite, au moins dans le cas des macromolécules en chaînes. Il est à remarquer que la grandeur de la concentration est sans influence sur la forme de τ_0/Φ.

Dans l'état actuel de la théorie de l'orientation et de la déformation des chaînes dans un écoulement à gradient constant, il est impossible de prévoir cette linéarité que nous sommes obligé de considérer jusqu'à présent comme une loi reposant seulement sur l'expérience.

En tout état de cause, on peut tirer de cette observation les renseignements suivants :

1. La détermination de $\text{tg}\,\alpha$ se réduit à celle de l'ordonnée à l'origine d'une droite; cela présente un avantage évident sur la méthode habituelle qui consiste à tracer la tangente à un arc de courbe interpolé.

2. La pente de la droite est égale à $1/\Phi_\infty$; on peut donc déterminer facilement la valeur limite de l'angle d'extinction à G infini.



Fig. 1. — Comportement d'une solution de polystyrène M = 193 000 en solution dans 1, cyclohexanone; 2, tétraline [1].

Nous avons repris un certain nombre de données de biréfringence d'écoulement obtenues tant par divers auteurs que par nous-même et nous les avons transcrites dans le nouveau système. La précision accrue qui résulte de la loi

expérimentale a permis de mettre en évidence de façon indiscutable des phénomènes qui ont été parfois contestés. Ce sont, par exemple :

1. L'existence de discontinuités dans les courbes $\chi(G)$ pour une valeur critique de la tension τ_0. Ce phénomène évident sur la figure 1 a été observé par Signer et Sadron [1] qui l'attribuent à un brusque changement de structure de la molécule; mais pour certains auteurs [2] il s'agirait plutôt d'un effet de turbulence. Cependant, dans le nouveau mode de représentation, on remarque que, souvent, la droite présente une sigularité du même genre, alors que l'écoulement est laminaire.

2. L'existence d'une valeur limite Φ_∞ différente de $\pi/4$ dans le cas des chaînes, reconnue depuis longtemps par Haller [3], Kuhn [4] et Sadron [5], apparaît maintenant très générale. L'expérience, de plus, semble indiquer que Φ_∞ est indépendant de la concentration et que sa valeur tend vers $\pi/4$ lorsque la masse moléculaire devient très grande.

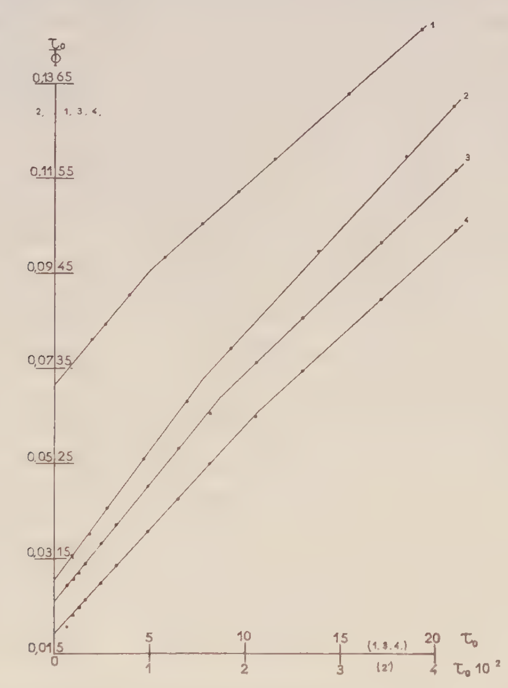


Fig. 2. — Comportement de différents échantillons de VMT; 1, résultats de Cerf [7]; 2, mesures de Robinson [8]; 3 et 4, mesures personnelles, à deux concentrations [9].

Sadron [5] a montré que, pour les mélanges d'espèces macromoléculaires variées la courbe d'orientation peut admettre une asymptote différente de l'axe des abscisses. Mais la polydispersité ne semble pas pouvoir expliquer toutes les observations. Dans le cas des macromolécules assimilables à des sphères élastiques, Cerf [6] a calculé une expression de Φ_∞ en accord avec l'expérience et attribué à ce paramètre une signification importante en le rattachant à la visco-

sité interne de la particule; cependant le mécanisme invoqué ne paraît pas applicable au cas des pelotes peu déformables, dont les solutions présentent pourtant un angle limite en général inférieur à $\pi/4$.

Enfin, dans le cas où les macromolécules sont des particules rigides de forme géométrique, la loi de linéarité n'est pas absolument observée; on constate l'existence d'une légère courbure, comme le montre la figure 2 relative à différents échantillons de virus de la mosaïque du tabac.

La théorie fait prévoir une courbe sigmoïde qui, lorsque le milieu est monodispersé, présente une portion relativement rectiligne dans la région du point d'inflexion. Il est possible que la courbe expérimentale corresponde à cette région. Toutefois l'angle limite à G infini n'est pas ($\pi/4$), tout comme dans le cas des chaînes, ce qui montre que, aux grandes valeurs de G, la théorie classique est en défaut.

En résumé, la représentation des mesures d'angle d'extinction que nous préconisons, fournit de façon simple et indépendante de l'expérimentateur, deux résultats importants pour la connaissance des propriétés mécaniques de la macromolécule en solution et permet de mettre en évidence, le cas échéant, certaines particularités de son comportement dans l'écoulement.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) R. Signer et Ch. Sadron, *Helv. Chim. Acta.*, 19, 1936, p. 1324.
(2) R. Cerf et H. Scheraga, *Chem. Rev.*, 51, 1952, p. 185.
(3) W. Haller, *Koll. Z.*, 61, 1932, p. 26.
(4) W. Kuhn, *Koll. Z.*, 62, 1933, p. 269.
(5) Ch. Sadron, *J. Phys. Rad.*, 9, 1938, p. 381, 384.
(6) R. Cerf, *J. Phys. Rad.*, 15, 1954, p. 145.
(7) R. Cerf, *Thèses*, Strasbourg, 1951.
(8) J. R. Robinson, *Proc. Roy. Soc.*, A 170, 1939, p. 519.
(9) J. Leray, *J. Chim. Phys.*, 52, 1955, p. 756.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Croissance de gros cristaux parfaits d'uranium α par écrouissage et recuit de monocristaux polygonisés obtenus par changement de phase.* Note de MM. **Jean Mercier**, **Daniel Calais** et **Paul Lacombe**, présentée par M. Francis Perrin.

L'écrouissage par traction de cristaux imparfaits d'uranium α obtenus par changement de phase $\beta \rightarrow \alpha$ permet d'obtenir de gros cristaux parfaits par recristallisation. La comparaison des courbes de traction de polycristaux et de monocristaux explique l'insuccès de la méthode d'écrouissage critique appliquée aux polycristaux.

Il n'a été possible jusqu'ici de préparer des gros cristaux d'uranium α *non polygonisés* qu'en utilisant le phénomène de grossissement discontinu du grain en présence d'une phase dispersée (1). Cette méthode a l'inconvénient de contaminer par le silicium un métal initialement très pur. Quant à la technique

de l'écrouissage critique appliquée à des échantillons polycristallins à grains fins, celle-ci provoque la croissance de cristaux presque parfaits mais de faibles dimensions (1 à 2 mm de diamètre) ([2]). L'impossibilité d'obtenir la croissance de gros cristaux tient sans doute à deux causes : l'existence de tensions internes préexistant à l'écrouissage et l'hétérogénéité de la déformation plastique due à la multiplicité des modes de déformation de l'uranium α polycristallin.

Nous avons donc pensé qu'il serait plus facile de définir un écrouissage critique en l'appliquant à des monocristaux, même très imparfaits, obtenus par la méthode du changement de phase $\beta \rightarrow \alpha$ ([2]), ([3]), ([4]).

La méthode que nous proposons comporte deux stades. Le premier consiste à préparer par changement de phase $\beta \rightarrow \alpha$ des cristaux de grandes dimensions dont l'orientation moyenne peut être déterminée malgré leur état polygonisé. Le second stade consiste à écrouir par traction ces cristaux imparfaits et à les recuire en haut de la phase α.

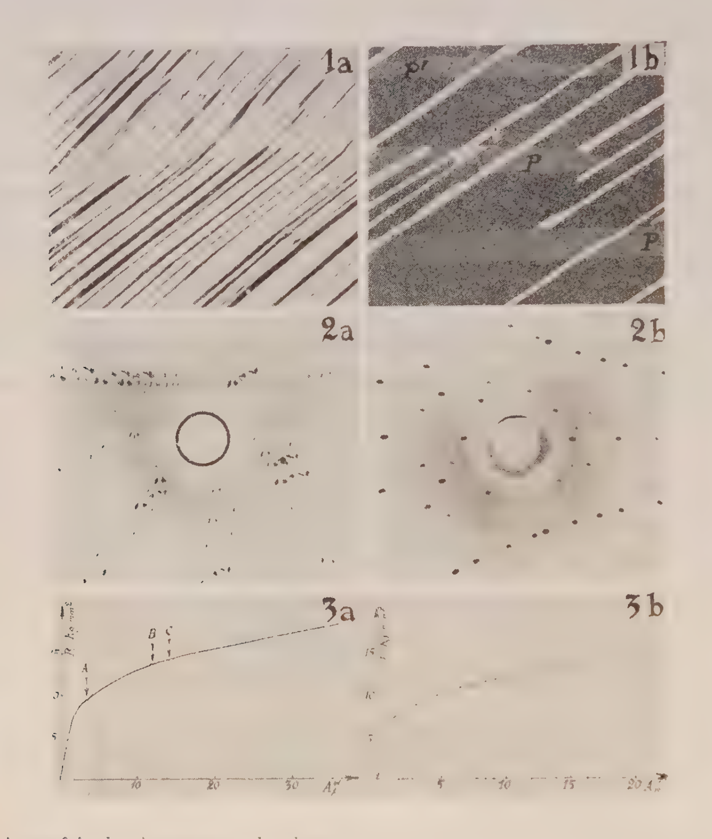
Les conditions de croissance des cristaux de départ sont les suivantes. Des bandes de 3 à 4 mm de large et 40 à 100 mm de long sont découpées dans une tôle d'uranium laminé de 0,5 à 1 mm d'épaisseur. Celles-ci sont déplacées à la vitesse de 3 à 5 mm/h dans un four présentant un gradient de température de 100 à 120° C/cm dans la zone de température $\beta \rightarrow \alpha$. Ce gradient élevé permet de minimiser le long de la bande de métal les déplacements du front isotherme $\beta \rightarrow \alpha$ entraînés par les faibles oscillations dans la régulation thermique du four. Une variation de $\pm 1°$ provoque ainsi un déplacement de l'isotherme $\beta \rightarrow \alpha$ de 0,2 mm seulement. La croissance des monocristaux à structure « rubanée » classique est facilitée si le passage de β en α est précédé d'un refroidissement de γ en β.

Une fois le cristal imparfait obtenu, il faut définir l'écrouissage par traction minimum à lui appliquer pour qu'il recristallise par recuit. Suivant l'orientation du cristal et l'écrouissage subi, des lignes de glissement, des macles et des bandes de déformation se développent successivement ou simultanément.

En conséquence, par recuit après un faible allongement, il y a *restauration* du monocristal en ce sens que celui-ci conserve sensiblement son orientation et ses imperfections initiales : seules certaines macles fines dues à la traction disparaissent, alors que d'autres s'élargissent (*fig.* 1). Après un allongement plus fort au contraire, le recuit provoque une vraie *recristallisation* à grains plus ou moins fins d'orientation différente de celle du cristal initial. Entre ces deux extrêmes, il existe une *valeur critique* de l'écrouissage donnant par recuit une structure à gros grains parfaits (*fig.* 2 *b*). Cet écrouissage critique varie suivant l'orientation du monocristal, comme dans le cas d'autres métaux ([5]).

La comparaison des courbes de traction d'un polycristal à grains fins et d'un monocristal imparfait de changement de phase explique l'échec de la méthode d'écrouissage critique appliquée aux polycristaux. La courbe de

traction de l'uranium polycristallin, comme on le sait déjà [6], [7], ne montre *aucune limite élastique*. Par contre, nous avons observé que la courbe de traction d'un monocristal présente une partie linéaire rigoureusement réversible typique d'une déformation élastique (*fig.* 3*a* et 3*b*). Le monocristal présente donc *une limite élastique* franche au-delà de laquelle il y a déformation plastique.



1. Monocristal imparfait de changement de phase.
   a. Après traction de 2%; nombreuses macles fines × (150).
   b. Après restauration par recuit à 650°C. Il subsiste des bandes de polygonisation P, P' sur lesquelles viennent buter quelques macles élargies × (150).
2. Diagrammes de Laue en retour :
   a. d'un monocristal polygonisé de changement de phase.
   b. d'un cristal parfait obtenu par recuit du monocristal précédent écroui par traction.
3. Courbes de traction de monocristaux imparfaits tracées pour déterminer leur écrouissage critique.
   a. Cristal de direction [120] parallèle à la traction : A. Apparition de macles (172) et de glissements (010); B. Écrouissage critique; C. Apparition de macles (130).
   b. Cristal de direction [100] voisin de l'axe de traction. Charge de rupture : 35 kg/mm²; A% de rupture : 42%; limite élastique : 6 kg/mm² (Valeurs corrigées).

Cette observation importante suggère que l'uranium polycristallin reste à la température ambiante soumis à de fortes contraintes internes. Celles-ci prennent naissance au cours du refroidissement en α du métal, par suite des

intéractions entre cristaux dues à l'anisotropie de dilatation de l'uranium α ([8]). Ces contraintes seraient à la fois supérieures à la limite élastique et à l'écrouissage critique « possible » du métal. Au contraire, elles ne peuvent prendre naissance au cours du refroidissement d'un monocristal. Les monocristaux d'uranium α ont donc un comportement élastique et plastique normal.

([1]) E. S. Fischer, *Trans. A. I. M. E.*, 209, 1957, p. 882.

([2]) R. W. Cahn, *Acta Mét.*, 1, 1953, p. 49.

([3]) M. Pruna, P. Lehr et G. Chaudron, *Revue de Métallurgie*, 51, 1954, p. 591; P. Lehr, *Thèse*, Paris, 1957.

([4]) M. Aubert, Rapport intérieur C. E. A., 1956 (non publié).

([5]) B. Jaoul, I. Bricot et P. Lacombe, *Revue de Métallurgie*, 54, 1957, p. 2.

([6]) F. G. Foote, *Physical Metallurgy of Uranium*, Conférence Internationale sur l'Utilisation Pacifique de l'Énergie atomique, Genève, 1955, p. 56.

([7]) M. Bernard, *Journées Métallurgiques d'Automne*, 1956, (Non publié), Rapport intérieur C. E. A., non publié.

([8]) Bridge, Schwartz et Vaughan, Battelle Memorial Institute.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Étude de l'effet Kirkendall et détermination des coefficients de diffusion chimiques et intrinsèques dans le couple* U-Mo. Note (*) de MM. **Yves Adda** et **Jean Philibert**, transmise par M. Georges Chaudron.

Après avoir mis en évidence un effet Kirkendall très net dans la phase cubique centrée du couple U-Mo, nous avons calculé les coefficients de diffusion intrinsèques de l'uranium et du molybdène; dans ce but, nous avons d'abord déterminé les coefficients de diffusion chimique de 800 à 1050°, et leur variation avec la concentration; et ensuite effectué l'étude quantitative du phénomène Kirkendall.

Nous avons préparé les couples de diffusion, par soudage ([1]) à 600° sous forte pression, de plaquettes d'uranium ([2]) et d'un alliage U-Mo contenant 28 à 30 at % de molybdène; cet alliage était obtenu par fusion à l'arc en atmosphère d'argon purifié. Les « couples » sont chauffés sous un vide inférieur à 5.10^{-6} mm/Hg à des températures comprises entre 800 et 1050°. Après traitement thermique, les couples sont sectionnés perpendiculairement au front de diffusion, et polis métallographiquement. Les courbes concentration-pénétration sont alors déterminées par l'analyse point par point de ces échantillons au moyen du microanalyseur à sonde électronique suivant une technique déjà décrite à l'occasion d'une étude précédente ([3]) en utilisant la raie $L\alpha_1$ de l'uranium. Nous avons dépouillé ces courbes par la méthode de Matano ([4]) et calculé ainsi les coefficients de diffusion chimique $\tilde{D}$ et étudié leur variation avec la concentration. $\tilde{D}$ croît fortement avec la concentration en uranium (*fig.* 1).

Le tracé des courbes $\log\tilde{D} = f(1/T)$ (T étant la température de diffusion exprimée en degrés Kelvin) nous a permis de calculer l'énergie d'activation Q

pour la diffusion chimique, elle croît de Q = 34 000 cal/at-g pour une concentration atomique en uranium $N_u = 0,74$ à Q = 56 800 cal/at-g pour une concentration $N_u = 0,90$ puis décroît jusqu'à 47 500 cal/at-g pour $N_u = 0,98$ (*fig.* 2).

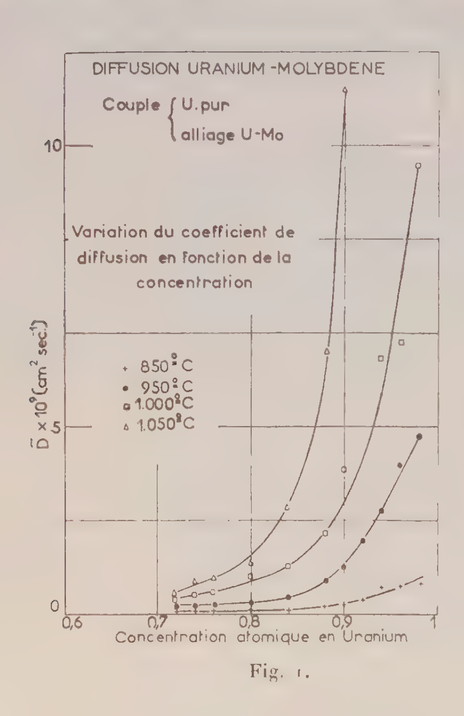


Fig. 1.

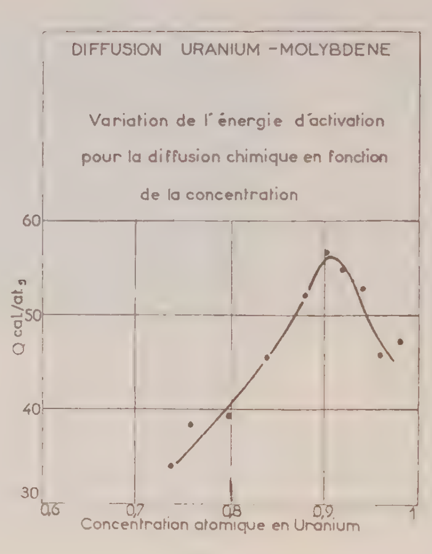


Fig. 2.

Les valeurs du coefficient de diffusion $\tilde{D}$, de l'énergie d'activation Q et du facteur de fréquence D_0 sont portées dans le tableau I.

TABLEAU I.

Conc. at. N_u.	$\tilde{D}$ (cm².s⁻¹) 850° C.	950° C.	1000° C.	1050° C.	Q (kcal/at-g).	D_0 (cm².s⁻¹).
0,74	$8,9.10^{-11}$	$2,6.10^{-10}$	$5,5.10^{-10}$	$8,6.10^{-10}$	34	$2,1.10^{-4}$
0,76	8,3 »	2,6 »	6 »	$1,1.10^{-9}$	38,5	4,5 »
0,80	9,9 »	3 »	$1,1.10^{-9}$	1,4 »	39,4	$3 .10^{-3}$
0,84	$1,3.10^{-10}$	4,8 »	1,3 »	2,9 »	45,7	$9,6.10^{-2}$
0,88	2 »	8,9 »	2,3 »	7,1 »	52,2	3,2
0,90	2,6 »	$1,3.10^{-9}$	3,2 »	$1,5.10^{-8}$	56,8	28
0,92	4 »	2 »	5,7 »	1,7 »	55	16
0,94	6,9 »	2,8 »	6,9 »	1,7 »	53	20
0,96	6,2 »	4 »	7,4 »	1,5 »	45,8	$5,8.10^{-1}$
0,98	8,3 »	4,8 »	$1,2.10^{-8}$	1,7 »	47,5	2,2

Par ailleurs, nous avons mis en évidence un effet Kirkendall dans la phase γ cubique centrée. Les déplacements x_i de l'interface repéré au moyen d'une technique déjà décrite ([5]), déplacements qui caractérisent ce phénomène, sont

mesurés par observation microscopique; ils varient comme la racine carrée de la durée de diffusion (*fig.* 3).

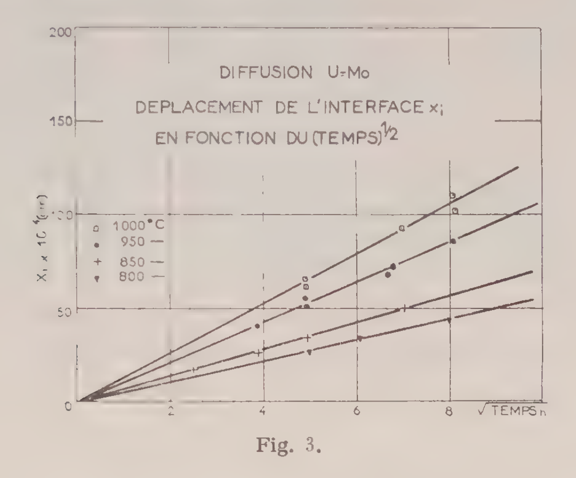


Fig. 3.

D'après nos mesures, ces déplacements x_i peuvent s'exprimer en fonction de la durée de diffusion t et de la température absolue T (*fig.* 4) :

$$x_i = 0{,}0563\, t^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{10\,300}{RT}\right).$$

Connaissant la vitesse de déplacement de l'interface $v = x_i/2t$, le coefficient de diffusion chimique $\tilde{D}$ et la concentration atomique en uranium et molyb-

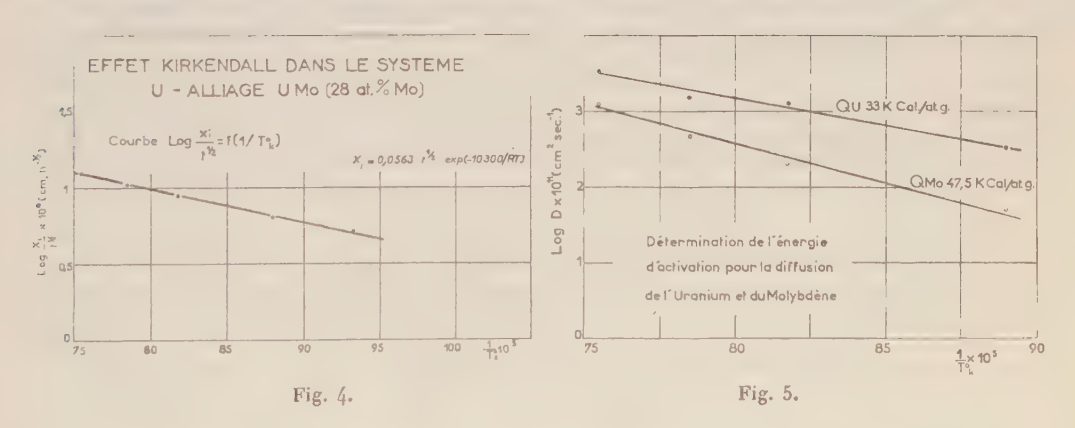


Fig. 4. Fig. 5.

dène N_u et N_{M_0} au niveau de cet interface, on peut, au moyen des équations de Darken [6] :

$$(1)\qquad v = (D_u - D_{M_0})\frac{dN}{dx},$$

$$(2)\qquad \tilde{D} = N_u D_{M_0} + N_{M_0} D_u,$$

calculer les coefficients de diffusion intrinsèques de l'uranium et du molybdène D_u et D_{M_0}. Les résultats sont figurés dans le tableau II.

TABLEAU II.

Température	850°.	950°.	1000°.	1050°.
N_u	0,94	0,94	0,92	0,90
N_{M_o}	0,06	0,06	0,08	0,1
D_u ($cm^2.s^{-1}$)	$3,4.10^{-9}$	$1,4.10^{-8}$	$1,6.10^{-8}$	$3,4.10^{-8}$
D_{M_o} ($cm^2.s^{-1}$)	$5,2.10^{-10}$	$2,1.20^{-9}$	5.10^{-9}	$1,3.10^{-8}$

En première approximation, c'est-à-dire en négligeant les variations de concentration à l'interface, on peut calculer les énergies d'activation Q_u et Q_{M_o} pour les coefficients de diffusion intrinsèques de l'uranium et du molybdène (*fig.* 5) :

$$Q_u = 33 \text{ kcal/at-g} \quad \text{et} \quad Q_{M_o} = 47,5 \text{ kcal/at-g}.$$

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) Y. ADDA et J. PHILIBERT, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 3081.

(2) Il s'agit d'uranium préparé au Commissariat à l'Énergie atomique.

(3) Y. ADDA, J. PHILIBERT et Mme H. FARAGGI, *Revue de Métallurgie*, 54, 1957, p. 597.

(4) C. MATANO, *Jap. J. Phys.*, 8, 1933, p. 109.

(5) Y. ADDA, J. PHILIBERT et C. MAIRY, *Comptes rendu*, 243, 1956, p. 1115.

(6) L. S. DARKEN, *Trans. A. I. M. E.*, 175, 1948, p. 184.

CHIMIE THÉORIQUE. — *Calcul des indices de liaison et des charges dans la liaison peptidique*. Note (*) de Mme **ANDRÉE GOUDOT**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous calculons les longueurs des liaisons CN et CO de la liaison peptidique à partir des indices de liaison et les charges des atomes N, C, O. Je vérifie ensuite si, comme le veut mon hypothèse, l'ion métallique peut être lié aux deux atomes N et O de la liaison peptidique à l'intérieur du complexe enzyme-métal-substrat.

Nous choisissons une molécule de dipeptide où les seuls électrons mobiles résonnent sur les atomes de la liaison peptidique. La diglycine, par exemple, qui ne contient pas d'autres liaisons multiples. On a alors un système de quatre orbitales π pour représenter les électrons mobiles de la liaison peptidique.

CALCUL DES INDICES ET DES LONGUEURS DE LIAISON DANS L'ÉTAT FONDAMENTAL. — A partir de l'équation séculaire qui nous a donné les niveaux d'énergie, il est possible de calculer les coefficients c^j pour chaque orbitale et pour chacune des liaisons.

L'indice de liaison CN est alors donné par $2c_{11}c_{21} + 2c_{12}c_{22}$. En remplacant les coefficients par leur valeur on obtient 0,5720.

Pour CO, de la même manière on a $2c_{21}c_{31} + 2c_{22}c_{32} = 0,6674$.

On peut à partir de ces indices de liaison calculer la longueur des liaisons correspondantes. W. Gordy (1) a proposé une relation permettant de calculer

les longueurs des liaisons $N = aR^{-2} + b$, où N est l'ordre de liaison, R la longueur de la liaison, a et b deux constantes déterminées par Gordy et qui dépendent également de la liaison considérée.

Liaison CN. — L'ordre de liaison étant 1 pour une liaison simple, pour la liaison peptidique il est de $1 + 0,5720 = 1,5720$.

Pour CN, la valeur de la constante a est de 6,48 et celle de b est de — 2. On en déduit pour la longueur de la liaison CN que

$$R^2 = \frac{a}{N - b} = 1,8141, \qquad \text{d'où} \qquad R = 1,34\ \text{Å}.$$

Selon Pauling on a pour CN dans la glycylglycine 1,32 et pour l'urée 1,34.

Liaison CO. — L'ordre de liaison d'après l'indice de liaison calculé est de 1,6674. Suivant les données de W. Gordy pour CO, la constante a est égale à 5,75 et b a la valeur — 1,85. D'où

$$R^2 = \frac{a}{N - b} = 1,6347 \qquad \text{et} \qquad R = 1,27\ \text{Å}.$$

L. Pauling a donné pour cette liaison la valeur moyenne de 1,29 Å.

Charges électriques des atomes. — N la charge électrique est donnée par $2c_{11}^2 + 2c_{12}^2 = 1,7782$.

D'où l'excès de charge positive est de $2 - 1,7782 = +0,2218$.

C La charge est de $2c_{21}^2 + 2c_{22}^2 = 0,5232$.

Ce qui représente une charge positive de $1 - 0,5232 = +0,4768$.

O La charge est donnée par $2c_{31}^2 + 2c_{32}^2 = 1,6984$. D'où un excès de charge négative de $1 - 1,6984 = -0,6984$.

L'hydrolyse de la liaison peptidique est alors difficile en milieu neutre puisque N étant positif ne peut se lier à H^+. Par contre C étant positif peut se lier à OH^- dans un milieu basique.

Après polarisation de la liaison peptidique par un cation. — A l'approche d'un accepteur une paire d'électrons libres vient se fixer sur N. L'indice de liaison CN est alors de 1. En prenant la relation de Gordy on a alors pour la longueur de la liaison C — N,

$$R = \sqrt{\frac{6,48}{1+2}} = 1,47\ \text{Å}.$$

De l'équation séculaire après polarisation, on peut calculer de nouveaux coefficients c', à partir desquels il est possible de calculer l'indice de liaison C=O. On a $2c_{21}c_{31} = 0,813526$. D'où l'on peut déduire la longueur de la liaison C=O soit R = 1,25 Å ; Comme il fallait s'y attendre la liaison C = O s'est raccourcie et se rapproche de la liaison double idéale.

Charges sur les atomes. — N ayant la charge 2 est neutre. La charge sur C est donnée par $2c_{12}^2 = 0,4186125$, d'où un excès de charge positive de

$1 - 0,4186125 = +0,5813875$. C est plus fortement positif qu'avant polarisation.

La charge sur O est devenue $2c_{31}^2 = 1,5899762$. D'où l'excès de charge est devenu $-0,5899762$.

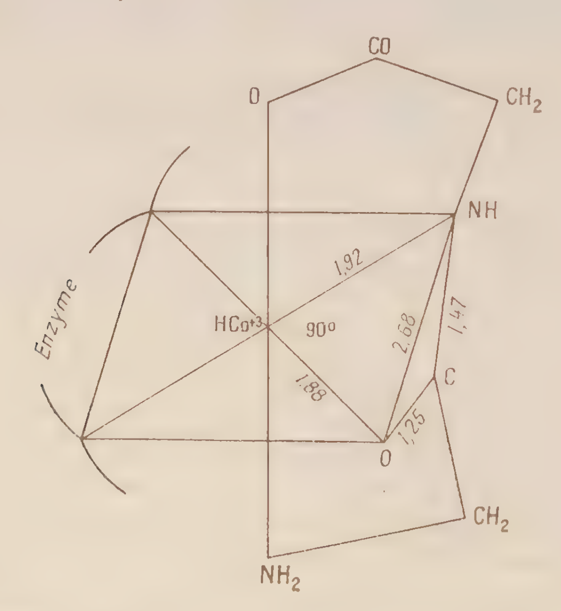
Structure du complexe enzyme métal-substrat. — Prenons comme modèle la dipeptidase activée par l'ion Co^{+2} qui catalyse la rupture de la liaison peptidique dans la glycylglycine.

Dans le complexe hexavalent enzyme-métal-substrat j'ai supposé l'ion métallique lié par deux liaisons hybrides à l'enzyme et par quatre liaisons d'hybridation au substrat. Les groupements polaires du substrat supposés liés à l'enzyme sont alors pour la diglycine : $^{+}NH_3$, CO^{-}, ^{+}NH, COO^{-}. Dans le plan médian de l'octaèdre l'ion central est lié à deux atomes de l'enzyme et aux atomes O et N de la liaison peptidique. L'ion métallique occupe le centre et est à l'intersection de quatre liaisons hybrides à angle droit.

Considérons le triangle rectangle N-Co-O. Les deux côtés de l'angle droit $\widehat{\text{N-Co-O}}$ ont pour longueurs

$$\text{N-Co}^{\text{II}} = 1,32\ \text{Å} + 0,70\ \text{Å} = 2,02\ \text{Å},$$
$$\text{O-Co}^{\text{II}} = 1,32\ \text{Å} + 0,66\ \text{Å} = 1,98\ \text{Å}.$$

Si les deux atomes N et O de la liaison peptidique tendent à se lier avec l'on métallique, les deux liaisons NC et CO se trouvent dans le prolongement l'une de l'autre. A l'approche du cation, $N - C = O$ représente une longueur de $1,47\ \text{Å} + 1,25\ \text{Å} = 2,72\ \text{Å}$.



D'autre part l'hypoténuse du triangle rectangle N-Co-O a une longueur calculée de $\sqrt{(2,02)^2 + (1,98)^2} = 2,82\ \text{Å}$.

Cependant dans la formation du complexe hexavalent, il est nécessaire qu'un électron $3d$ de l'ion cobalteux soit promu sur une orbite externe $4d$ instable. Il peut alors être capté sur une orbite libre du système délocalisé qui après polarisation est $C=O$. Or selon Mulliken $C=O$ est un accepteur π.

L'ion central est devenu cobaltique et nous avons alors

$$\text{N-Co}^{\text{III}}: \quad 1{,}22+0{,}70=1{,}92\ \text{Å}, \qquad \text{O-Co}^{\text{III}}: \quad 1{,}22+0{,}66=1{,}88\ \text{Å},$$

$$\sqrt{(1{,}92)^2+(1{,}88)^2}=2{,}68\ \text{Å}.$$

Le complexe de transition enzyme-métal-substrat a alors la structure de la figure.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(*) *J. Chem. Phys.*, 15, 1947, p. 305.

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Mise en solution des matières végétales par l'acide nitrique ordinaire après pyrogénation ménagée.* Note de M. **Robert Delavault**, présentée par M. Paul Pascal.

Il existe un degré de carbonisation du bois, vers 325°, pour lequel il devient facilement soluble dans l'acide nitrique ordinaire. On peut le démontrer en chauffant l'extrémité d'une petite baguette, par exemple une allumette, dans la flamme réductrice d'un brûleur Bunsen pendant environ 30 s, sans que le reste s'enflamme. Elle présentera sur sa longueur tous les degrés de carbonisation; en la traitant vers 50° par l'acide nitrique à 70 %, la partie noire se sépare, et seulement une très petite longueur se dissout, ce qui montre un minimum de résistance à l'acide nitrique, pour un degré défini de carbonisation. En chauffant à différentes températures, cet optimum a été trouvé voisin de 325° et peut s'obtenir par le benzoate de benzyle bouillant, à défaut de thermostat; 2 à 5 mn suffisent si les échantillons ou leurs fragments n'ont pas plus de quelques millimètres d'épaisseur.

Cette observation permet de comprendre les irrégularités d'action du mélange sulfonitrique : si la température favorable n'est pas atteinte, l'attaque est très lente; si la chaleur dégagée par la déshydratation de la matière organique fait qu'elle soit dépassée, la carbonisation rend la matière organique résistante.

Le produit obtenu réagit très aisément avec l'acide nitrique légèrement chauffé, pris environ cinq fois son poids, en dégageant des vapeurs rutilantes. L'opération exige un récipient assez large pour éviter l'entraînement des très grosses bulles formées.

L'acide retient en solution une petite quantité de produits organiques,

qui précipite par addition d'eau, et qui doit dans certains cas être détruite par un réactif plus énergique. Mais la solution apparaît homogène et pourrait être utilisée directement pour l'analyse spectrale à la flamme. Si la température favorable n'a pas été dépassée, elle ne contient pas de produits graphitiques noirs, très difficilement oxydés.

La grande activité chimique du produit de pyrogénation est due vraisemblablement à l'existence de liaisons chimiques incomplètes; elle est à rapprocher de celle du charbon « roux », préféré pour faire la poudre noire.

Le résidu organique n'a pas été identifié; il est possible qu'il contienne de l'acide mellique, et que la température de carbonisation joue un rôle important dans la préparation de ce composé par l'action de l'acide nitrique sur le charbon de bois, qui donne des résultats extrêmement irréguliers.

Une grande variété de produits végétaux : bois de hêtre, de pin, papier filtre, coton, orge, prêle, varech, ont été traités avec succès. Les trois derniers sont difficiles à incinérer de façon satisfaisante, même s'ils ont été préalablement moulus.

Même si elle ne doit servir que de traitement préliminaire, cette méthode présente de sérieux avantages surtout pour le contrôle de la nutrition des plantes par l'analyse foliaire de H. Lagatu et M. Maume (1). L'attaque ayant lieu sans mousse ou carbonisation peut donc être conduite par séries nombreuses, avec un minimum de surveillance, surtout lorsque le matériel est familier.

La plus grande partie de la matière organique est détruite par un réactif obtenu pur et à bon marché dans le commerce, facile à distiller, et la consommation de réactif plus énergique, pour terminer la dissolution, est considérablement réduite, ce qui permet d'envisager des composés jusqu'ici écartés pour des raisons de prix, de danger d'explosion, de difficulté de préparation ou de purification. Par exemple, l'acide pernitrique, l'acide monopersulfurique, les nitrates fondus.

(1) H. Lagatu et M. Maume, *Comptes rendus*, 179, 1924, p. 782.

CHIMIE MINÉRALE. — *Préparation des carbamates d'argent et de cuivre II.* Note (*) de M. **Maurice Bernard**, présentée par M. Louis Hackspill.

Nous avons préparé les carbamates d'argent et de cuivre par double décomposition dans l'ammoniac liquide entre le carbamate d'ammonium et les nitrates d'argent ou de cuivre. Les carbamates insolubles dans l'ammoniac précipitent.

Nous avons, dans une Note précédente (1), exposé le principe d'une méthode générale de préparation des carbamates métalliques insolubles dans

l'ammoniac liquide. Cette méthode nous ayant permis l'obtention rapide et à l'état pur des carbamates de sodium, potassium, rubidium et césium [2], nous avons cherché à l'appliquer aux métaux usuels de la colonne IB de la classification périodique, c'est-à-dire à l'argent et au cuivre.

Carbamate d'argent. — Pour préparer le carbamate d'argent, nous dissolvons dans 300 ml environ d'ammoniac liquide 30 g de nitrate d'argent pur. Cette solution est traitée par 7 g d'anhydride carbonique solide, c'est-à-dire par une quantité légèrement inférieure à la quantité stœchiométrique d'après la réaction

$$AgNO_3 + CO_2 + 2NH_3 \rightarrow O{=}C\begin{matrix}NH_2\\OAg\end{matrix} + NH_4NO_3$$

ou

$$AgNO_3 + O{=}C\begin{matrix}NH_2\\ONH_4\end{matrix} \rightarrow O{=}C\begin{matrix}NH_2\\OAg\end{matrix} + NH_4NO_3.$$

Ceci afin d'éviter la formation de carbamate d'ammonium difficile à éliminer de l'insoluble final. Le mélange refroidi par un mélange acétone-neige carbonique est agité en atmosphère sèche pendant environ 5 h. Le précipité est alors très rapidement filtré sous vide sur un filtre en verre fritté, lavé à l'ammoniac liquide pour éliminer le nitrate d'argent en excès et le nitrate d'ammonium, essoré et séché en atmosphère sèche.

Les analyses du produit obtenu sont en bon accord avec la formule

$$O{=}C\begin{matrix}NH_2\\OAg(NH_3)_2\end{matrix}$$

Ramenés à 1 g de sel, nous obtenons par exemple :

	Poids		
	CO_2.	NH_3.	Ag.
Expérimental	0,212 g	0,250 g	0,542 g
Théorique	0,218 g	0,252 g	0,535 g
Différence	−2,7 %	−0,8 %	+1,3 %

Il est possible de distinguer l'azote des groupements NH_2 et NH_3 dans la molécule par l'action d'une solution alcaline de NaOCl qui dégage seulement l'azote des groupements NH_3 [3], alors qu'une solution de NaOBr dégage la totalité de l'azote du carbamate.

Voici, ramenés aux conditions normales, les volumes d'azote obtenus en faisant agir un excès de NaOCl et de NaOBr sur 1 g du sel.

	NaOCl.	NaOBr.
Expérimental	114 ml	59 ml
Théorique	111 ml	55,5 ml

Le sel obtenu est blanc, possède une forte odeur d'ammoniac, est hygroscopique mais stable en tube fermé. Il est lentement décomposé par la lumière et devient jaune puis marron foncé au bout d'une dizaine de jours. La transformation est très rapide à chaud et le produit obtenu explose vers 95° C en laissant un résidu d'argent. Son analyse est en bon accord avec la formule $OCNAg, 2NH_3$.

Le carbamate d'argent est soluble dans l'eau en donnant une solution incolore, l'ion carbamique étant rapidement transformé d'ailleurs en ion carbonique par l'eau. Le rendement de préparation est presque quantitatif par rapport à la masse d'anhydride carbonique utilisée.

Carbamate de cuivre. — Pour le carbamate de cuivre, nous préparons au préalable une solution de nitrate de cuivre anhydre dans l'ammoniac liquide en déplaçant l'argent du nitrate d'argent par du cuivre réduit [4] d'après la réaction

$$2AgNO_3 + Cu \rightarrow Cu(NO_3)_2 + 2Ag.$$

A cet effet, nous agitons pendant 12 h environ dans une bombe en acier inoxydable, fermée, à la température ambiante, de l'ammoniac liquide en excès, du nitrate d'argent et un excès de cuivre réduit. La solution de nitrate de cuivre de couleur bleu violet foncé est filtrée pour éliminer l'argent et le cuivre en excès, diluée avec de l'ammoniac liquide et traitée comme il a été exposé ci-dessus par une quantité convenable d'anhydride carbonique. Après 6 h environ d'agitation, le précipité est filtré, lavé et séché à l'abri de l'humidité. Les analyses sont en bon accord avec la formule $Cu(NH_2COO)_2, 4NH_3$. Pour 1 g de sel, par exemple, nous obtenons :

	Poids		
	CO_2.	NH_3.	Cu.
Expérimental	0,353 g	0,410 g	0,246 g
Théorique	0,350 g	0,402 g	0,253 g
Différence	+0,9 %	+2 %	−2,8 %

Il ne nous a pas été possible toutefois d'utiliser, ici, avec netteté, l'action de NaOCl pour distinguer l'azote des groupements NH_3 et NH_2 car la solution alcaline de NaOCl est lentement décomposée à froid par le carbamate avec dégagement d'oxygène.

Le carbamate de cuivre est un sel bleu foncé, à forte odeur d'ammoniac, hygroscopique mais stable en tube fermé. Il est soluble dans l'eau en donnant une solution bleu foncé où se produit rapidement, comme pour les autres carbamates, la transformation de l'ion carbamique en ion carbonique.

En résumé, il est possible de préparer à l'état de pureté les carbamates de cuivre II et d'argent respectivement tétra- et diamminés.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) BERNARD, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 844.

(2) BERNARD, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1528.

(3) FENTON, *J. Chem. Soc.*, 35, 1879, p. 12 et *Proc. Roy. Soc.*, 39, 1885, p. 386.

(4) GUNTZ-MARTIN, *Bull. Soc. Chim.*, 7, 1910, p. 313.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur les acides méta et para-cyclohexane-diacétiques.* Note (*) de MM. HENRY GAULT et LÉONCE LALOI, présentée par M. Marcel Delépine.

Alors que dans le groupe des acides phtaliques, l'hydrogénation des trois acides isomères, ortho, méta et para, a conduit aux diacides cyclohexaniques, juxtacycliques correspondants, c'est-à-dire les acides *o*-, *m*- et *p*-cyclohexane-dicarboxyliques, la littérature mentionne exclusivement, dans le groupe des acides phénylène-diacétiques, les recherches relatives à l'hydrogénation de l'isomère ortho [1], [2], hydrogénation génératrice de l'acide *o*-cyclohexane-diacétique.

Les isomères méta et para dans lesquels les deux groupements carboxyles terminaux sont séparés par un nombre de chaînons hydrocarbonés supérieur à quatre, pouvant, de ce fait, présenter un intérêt particulier comme matières premières en vue de synthèses ultérieures ou, directement, comme points de départ pour l'obtention de polyamides et de polyesters à longues chaînes carbonées, nous nous sommes proposés d'en étudier les possibilités d'obtention et de transformation chimiques.

Nous exposons dans cette communication les résultats que nous avons obtenus en soumettant ces acides à l'hydrogénation catalytique en présence de nickel Raney (I) d'une part, et d'oxyde de platine (II) d'autre part.

$$\text{(R)}\underset{(1)}{\text{HOOC}}-\text{CH}_2-\text{C}_6\text{H}_4-\text{CH}_2-\underset{\substack{(3)\\(4)}}{\text{COOH}}\text{(R)} \xrightarrow{3\text{H}_2} \underset{(1)}{\text{HOOC}}-\text{CH}_2-\text{C}_6\text{H}_{10}-\text{CH}_2-\underset{\substack{(3)\\ \text{ou }(4)}}{\text{COOH}}\text{(R)}$$

1. HYDROGÉNATION CATALYTIQUE EN PRÉSENCE DE NICKEL RANEY. — Nous avons soumis uniquement l'ester *p*-phénylène-diacétique à ce mode d'hydrogénation dans les conditions que nous décrivons ci-après :

On agite, à l'autoclave, une solution alcoolique d'ester *p*-phénylène diacétique (F 48° ; $É_1$ 148°) en présence de nickel Raney sous une pression d'hydrogène de 200 kg et à la température de 190°. L'absorption d'hydrogène, rapide au départ, se poursuit lentement et s'arrête après 6 h d'agitation lorsque la pression est descendue à 130 kg. Après évaporation de la solution alcoolique, on recueille, à côté de 50 % d'ester non transformé, deux produits liquides : $É_{15}$ 124-128°, 20 %, et $É_{15}$ 164-166°, 30 %.

Les déterminations analytiques auxquelles nous avons pu les soumettre

(dosage de C et H, indice de saponification), permettent de penser que le premier pourrait être un produit d'hydrogénolyse ne renfermant plus qu'une seule fonction ester, et le second, sinon le diester attendu, tout au moins un mélange de produits diversement hydrogénés.

2. Hydrogénation catalytique en présence d'oxyde de platine. — Afin d'obtenir une hydrogénation complète du noyau aromatique tout en évitant les phénomènes secondaires d'hydrogénolyse, nous avons soumis les esters *m*- et *p*-phénylène-diacétiques à l'action de l'hydrogène en présence d'oxyde de platine. Par ce moyen, on obtient, avec un rendement quantitatif, les composés alicycliques correspondants.

Nous nous réservons de chercher, dans une étude ultérieure, à déterminer les conditions nécessaires pour atteindre, si cela est possible, les mêmes résultats au moyen du nickel Raney.

1° *Esters p- et m-cyclohexane-diacétiques*. — Exemple : dans un appareil à hydrogénation sous pression ordinaire on introduit une solution de 22,2 g d'ester *p*-phénylène-diacétique dans 85 ml d'acide acétique cristallisable avec 1,5 g d'oxyde de platine. L'absorption d'hydrogène atteint régulièrement la quantité théorique après 3 h d'agitation. Après séparation du platine et évaporation du solvant, on recueille l'ester *p*-cyclohexane-diacétique sous forme d'une huile incolore ($É_{15}$ 172°; $n_D^{29,4}$ 1,4518). Le rendement est quantitatif.

Nous avons obtenu d'une manière analogue, l'ester *m*-cyclohexane-diacétique, également liquide ($É_{20}$ 180°; $n_D^{29,4}$ 1,4510).

Déterminations analytiques :

Trouvé (%)	C.	H.
Ester méta	65,40	9,53
Ester para	65,54	9,53
Calculé pour $C_{14}H_{24}O_4$ (M = 256)	65,70	9,37

2° *Acides m- et p-cyclohexane-diacétiques*. — L'hydrogénation des acides *m*- et *p*-phénylène-diacétiques, effectuée dans des conditions analogues à celles que nous venons de décrire à propos de leurs esters, nous a conduits quantitativement aux acides saturés correspondants, la réduction étant toutefois moins rapide (9 h environ) que dans le cas des esters.

Obtenus également par saponification des esters éthyliques correspondants, les acides *m*- et *p*-cyclohexane-diacétiques, purifiés par recristallisation dans l'eau, sont des solides blancs, fondant respectivement à 172 et 132°.

Déterminations analytiques :

Trouvé %	C.	H.
Acide méta	60,40	8,35
» para	60,09	8,02
Calculé pour $C_{10}H_{16}O_4$	60	8

M (par titrimétrie) : Acide méta, 201; acide para, 198-200; calculé, 200.

Dans une étude préliminaire de leur comportement chimique, nous avons pu préparer facilement, au moyen des techniques habituelles, les chlorures et les amides des acides *m*- et *p*-cyclohexane-diacétiques.

Chlorures d'acides. — Par action du chlorure de thionyle, nous avons obtenu les chlorures des acides *m*- et *p*-cyclohexane-diacétiques sous la forme de liquides, d'odeur piquante, et fumant légèrement à l'air, avec des rendements de 70 à 80 %.

Chlorure méta : É 167-169°; $n_D^{23,1}$ 1,4948;

Chlorure para : É 170-172°; $n_D^{23,1}$ 1,4958.

Amides. — Les amides, obtenus par action des chlorures d'acides sur l'ammoniaque concentrée et froide, sont des solides blancs, très peu solubles dans l'alcool, dans lequel on peut les recristalliser.

p-cyclohexane-diacétamide : F 248;

m-cyclohexane-diacétamide : F 218°.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) HÜCKEL et FRIEDRICH, *Ann. Chem.*, 451, 1927, p. 146.

(2) COFFEY, *Rec. Trav. Chim. Pays-Bas*, 42, 1927, p. 417.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Amidines thiophéniques.* Note (*) de MM. **RAYMOND DELABY, PIERRE REYNAUD** et Mme **PIERRE BERÇOT**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les recherches que nous avons entreprises sur la chimiothérapie des amidines hétérocycliques nous ont incités à effectuer la synthèse d'amidines à noyau thiophénique, à côté de celles d'amidines simples et diéthylsubstituées des trois acides pyridine-carboxyliques que nous avons déjà fait connaître [1].

Dans cette série de composés à noyau sulfuré, O. Dann et Müller [2] ont montré que l'acide nitro-5 thiophènecarboxylique-2 ou nitro-5 thénoïque-2 inhibait la croissance du staphylocoque à la concentration de 3.10^{-5} et que le blocage de la fonction acide sous forme d'amide ou d'ester améliorait encore cette action. Les dérivés nitrés du thiophène ont fait depuis l'objet de plusieurs communications ou brevets [3], [4], [5] concernant leurs effets inhibiteurs sur les bactéries et il semble que ces investigations aient pu être stimulées par la découverte des actions remarquables de dérivés nitrés tels que la semicarbazone du nitro-5 furfural ou le chloramphénicol. Aussi nous a-t-il paru intéressant de tenter la synthèse des amidines de l'acide thiophènecarboxylique-2 et de ses dérivés nitrés en 4 ou en 5 (formule A), ainsi que celle de son dérivé chloré en 5 puisque, selon certains [6], le substituant halogéné joue aussi un rôle bactéricide.

A notre connaissance, la seule amidine connue dans cette série est l'amidine de l'acide thiophènecarboxylique-2 ou thénamidine-2 préparée par K. Freudenberg ([7]) dans un tout autre dessein :

R₁, R₂, S, —C(=NH)NH₂ (A) — R₁, R₂, S, —C(=NH)OR (B)

Nous avons préparé les amidines décrites ci-dessous à partir des iminoesters sous forme de bases B (iminothénoates) qu'on chauffe en solution alcoolique pendant une demi-heure avec du benzène sulfonate d'ammonium :

$$\text{(thiényl-}R_1R_2\text{)}-C(=NH)OR + C_6H_5.SO_3H, NH_3 \rightarrow \text{(thiényl-}R_1R_2\text{)}-C(=NH)NH_2.C_6H_5SO_3H + ROH$$

Les iminothénoates proviennent eux-mêmes — en bon rendement — du déplacement des chlorhydrates par l'ammoniac à basse température (— 4°) et purification par distillation ou par cristallisation.

A titre d'exemple, indiquons la synthèse de la *chloro-5 thénamidine-2* (formule A avec $R_1 = H$ et $R_2 = Cl$).

Le *chloro-5 iminothénoate de méthyle* (formule B avec $R_1 = H$, $R_2 = Cl$, $R = CH_3$), est obtenu à partir de 5,23 g de chlorhydrate de cet iminoester, mis en suspension dans 20 ml de méthanol et refroidi à — 15°, dans lequel barbote lentement un courant d'ammoniac de façon que la température ne dépasse pas — 4° pendant 15 mn; après addition de 150 ml d'eau glacée, le liquide est extrait trois fois par l'éther. La solution éthérée est lavée à l'eau, séchée sur sulfate de sodium anhydre. Après élimination du solvant, on isole 3,40 g de chloro-5 iminothénoate de méthyle à 113° sous 13 mm.

Pour passer au sel d'amidine, on chauffe durant 30 mn à reflux dans 5 ml de méthanol : 2,34 g de l'iminoester ainsi obtenu (0,013 mole) et 2,33 g de benzène sulfonate d'ammonium (0,013 mole). On évapore à sec et fait recristalliser dans le méthanol. Le *benzène sulfonate de chloro-5 thénamidine-2* est fusible à 196°; le rendement est de 85 %.

Ci-après quelques constantes des benzènes sulfonates d'amidines et des produits intermédiaires obtenus au cours de leur synthèse. Les points de fusion indiqués pour les chlorhydrates d'iminoesters sont des points de décomposition et correspondent plutôt aux amides. On sait en effet que les chlorhydrates d'iminoesters perdent à la chaleur les éléments de l'halogénure d'alcoyle en laissant l'amide :

$$R{-}C({=}NH)OR'.ClH \rightarrow R{-}C({=}NH)OH + R'Cl.$$

	$R_1 = R_2 = H$.	$R_1 = H$, $R_2 = NO_2$.	$R_1 = NO_2$, $R_2 = H$.	$R_1 = H$, $R_2 = Cl$.
Nitriles. (R_1, R_2, S, —CN)	(*a*)	(*a*)	(*a*)	$É_{14}$ 89° (*b*)
Chlorhydrates d'iminoesters (R_1, R_2, S, —C(=NH)OR.ClH)	$R = CH_3$ F (déc.) 170° Rdt 92 %	$R = CH_3$ F (déc.) 170° Rdt 93 %	$R = CH_3$ F (déc.). 180° Rdt 95 % $R = C_2H_5$ F (déc.) 180° Rdt 80 %	$R = CH_3$ F (déc.) 175° Rdt 92 % $R = C_2H_5$ F (déc.) 174° Rdt 90 %
Iminothénoates. (R_1, R_2, S, —C(=NH)OR)	$R = CH_3$ $É_{13}$ 95°,5 Rdt 50 %	$R = CH_3$ F 75° (subl.) Rdt 90 % $R = C_2H_5$ F 99° (subl.) Rdt 90 %	$R = CH_3$ F 105° (subl.) Rdt 90 % $R = C_2H_5$ F 108° (subl.) Rdt 90 %	$R = CH_3$ $É_{13}$ 113° Rdt 80 % $R = C_2H_5$ $É_{13}$ 122° Rdt 80 %
Benzènesulfonates d'amidine. (R_1, R_2, S, —C(=NH)$NH_2.C_6H_5SO_3H$)	F 110° (méthyl-éthylcétone) Rdt 83 %	F 236-237° (méthanol) Rdt 90 %	F 217° (méthanol) Rdt 90 %	F 196° (méthanol) Rdt 85 %

(*a*) P. REYNAUD et R. DELABY, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1955, p. 1614; (*b*) préparé à partir du chlorothénaldéhyde-2, par déshydratation de l'oxime au moyen de l'anhydride acétique, selon E. COMPAIGNE et W. L. ARCHER, *J. Amer. Chem. Soc.*, 75, 1953, p. 989; Rdt 75 à 80 % à partir de l'aldéhyde.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) R. DELABY, P. REYNAUD et T. TUPIN, *Bull. Soc. Chim.*, 1957, p. 714.

(2) O. DANN et E. F. MÜLLER, *Ber.*, 80, 1947, p. 23.

(3) M. BELLENGHI et coll., *Gazz Chim. Ital.*, 82, 1952, p. 773.

(4) DUPONT DE NEMOURS, U. S. P. 2649461, d'après *Chem. Abst.*, 1954, p. 8264.

(5) C. VAN DER STELT, AJ. ZWART VOORSPUIJ et W. TH. NANTA, *Chem. Abst.*, 1955, p. 10886.

(6) T. TAKAHASHI, H. SAIKACHI, S. YOSHINA et CH. NIZUNO, *J. Pharm. Soc. Japon*, 69, 1949, p. 284.

(7) K. FREUDENBERG, H. EICHEL et F. LEUTERT, *Ber.*, 65, 1932, p. 1183.

(*Faculté de Pharmacie de Paris.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Déshydratation d'alcools primaires saturés*. Note (*) de MM. **Georges Dupont**, **Raymond Dulou** et Mme **Yvonne Chrétien-Bessière**, présentée par M. Marcel Delépine.

Un essai de préparation de l'abiétate d'heptyle sous pression vers 350° ayant donné de l'heptène-1, nous avons pensé que le traitement d'un alcool primaire par de l'acide abiétique à haute température pourrait constituer une méthode facile de préparation des carbures vinyliques. Cette méthode remplacerait avantageusement dans certains cas la décomposition par pyrolyse de l'acétate.

Nous avons d'abord essayé de faire l'abiétate d'hexyle à pression ordinaire vers 260°, en éliminant l'eau au cours de la réaction, pour craquer ensuite l'ester. Mais l'estérification à 260° de l'acide abiétique est trop lente. Nous avons donc été amenés à rechercher des conditions dans lesquelles l'estérification et la déshydratation se superposent en évitant, autant que possible, l'isomérisation du carbure primaire formé.

Le procédé qui nous a donné satisfaction consiste à faire tomber l'alcool goutte à goutte sur la colophane chauffée à la température convenable et à distiller simultanément l'eau et le carbure formés. Le chauffage est continué quelque temps après l'addition de l'alcool pour entraîner le reste de carbure et d'alcool non transformé. Avec l'heptanol, nous avons obtenu les résultats suivants que nous nous sommes efforcés par la suite de généraliser avec d'autres alcools primaires. Les manipulations sont effectuées avec 1 mol d'heptanol (116 g) et 300 g de colophane (environ 1 mol d'acides résiniques). Les produits obtenus sont séparés par distillation. Les rendements sont calculés sans tenir compte de l'heptanol récupéré.

Température de la colophane (°C).	Durée d'addition de l'alcool.	Chauffage après addition.	Poids total recueilli (g).	Rendement en carbure (%).
370	3 h 30	0	184	57
350	3 h 50	0	105	64
	6 h	1 h à 360–370°	111	76
	10 h	1 h à 360°	129	83

Nous en avons tiré ces conclusions générales :

— il ne faut pas trop chauffer afin de limiter la formation d'huile de résine par la décomposition de la colophane à la température utilisée;

— il ne faut pas pour les alcools de masse moléculaire plus élevée faire la manipulation sous pression réduite ce qui facilite le départ d'huile de résine; il est préférable d'utiliser un faible courant d'azote qui entraîne les carbures en même temps qu'il protège la colophane de l'oxydation;

— d'autre part, la séparation carbure-alcool-huile de résine par la

distillation, facile dans le cas de l'heptanol, devient rapidement insuffisante à cause du rapprochement des points d'ébullition : il convient alors, avant la distillation, de chromatographier sur alumine;

— enfin, la méthode n'est utilisable que jusqu'au carbure dont le point d'ébullition est trop voisin de celui des carbures formant l'huile de résine pour être correctement séparé par distillation (soit environ 180° sous 20 mm). Nos expériences s'arrêtent au tétradécanol (tétradécène-1 : E_{15} 131-134°).

En utilisant ces conclusions, nous obtenons les résultats consignés dans le tableau qui suit.

Alcool.	Température (°C).	Durée de l'addition.	Chauffage après l'addition.	Méthode de séparation.	Étude du carbure.	Rendement en carbure (%).
Hexanol.......	330-340	7 h	1/2 h à 350°	Distillation	Raman, chromatographie en phase gazeuse	76
Heptanol......	350	10 h	1 h à 360°			83
Octanol........	330-340	7 h	2 h à 360°			85
Décanol.......	350	(7 h 30)	3 h à 350°	Chromatographie puis distillation	Raman, I. R.	72
Dodécanol.....	345-350	11 h	2 h à 360°			84
Tétradécanol...	340-350	12 h	3 h à 360°			83

Remarques. — 1° Le rendement en hexène est inférieur à celui d'autres carbures car la durée de chauffage n'a pas été suffisante pour récupérer la totalité des produits.

2° Le rendement en décène est également inférieur à la moyenne, mais dans ce cas la température a baissé au cours de la réaction; elle est restée assez longtemps à 315-320° et une partie du décanol a distillé à ce moment.

3° Pour la déshydratation des trois derniers alcools, nous entraînons les produits formés par un faible courant d'azote.

4° Le tétradécanol (F 38°) est dissous dans le minimum d'éther pour éviter la cristallisation.

5° Les chromatographies sont faites sur alumine neutre de Woelm : nous éluons à l'éther de pétrole le mélange carbure-huile de résine, puis à l'éthanol les traces d'alcool non transformées souillées d'impuretés provenant de la colophane.

Étude des carbures. — Les spectres Raman ne permettent de distinguer que la double liaison vinylique : raie à 1 643 cm^{-1}.

Par contre, les chromatographies en phase gazeuse montrent de faibles épaulements doubles correspondant aux carbures éthyléniques en position 2 cis et trans (comparaison avec des carbures purs).

De même, les spectres infrarouges de l'hexène, de l'heptène et de l'octène montrent, en dehors des bandes intenses de la double liaison vinylique à 915 et 995 cm^{-1}, un épaulement à 965 cm^{-1} (double liaison CH=CH trans). Dans la région de 1 650 cm^{-1}, on ne distingue que le pic très aigu de la double liaison CH_2=CHR. Ces spectres nous indiquent également la présence d'une impureté entraînée (au plus, 1 %) dans la distillation (pic faible à 1 710 cm^{-1}) même avec ces carbures légers. Pour bien purifier les produits, la chromatographie est donc indispensable dans tous les cas.

Les spectres infrarouges du décène et du dodécène ont un pic faible

à 965 cm^{-1} et dans le cas du tétradécène, ce pic est plus accentué tout en restant moins intense que les pics à 915 et 995 cm^{-1}.

Cette méthode de déshydratation donne donc, jusqu'au dodécène inclus, de façon pratiquement spécifique des carbures avec une double liaison en bout de chaîne.

Nous nous réservons de poursuivre l'étude sur des alcools à chaîne ramifiée et sur des alcools éthyléniques.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(*École Normale supérieure, Paris*, 5e.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Réduction de mélanges de méthylvinylcétone et d'aldéhydes α-éthyléniques*. Note (*) de Mlle **Marie-Renée Monot**, présentée par M. Marcel Delépine.

Avec le zinc et l'acide acétique, le mélange méthylvinylcétone et aldéhyde α-éthylénique donne le glycol mixte correspondant.

Dans une précédente communication, nous avons montré que la réduction de la méthylvinylcétone par le zinc et l'acide acétique conduit à un mélange des deux formes stéréoisomères de l'α.α'-divinyl α.α'-diméthylglycol (1).

De même, la réduction d'un mélange d'aldéhydes α-éthyléniques donne les glycols mixtes, la proportion de ces glycols dépend du radical directement lié au groupement fonctionnel aldéhydique (2).

Nous avons effectué des réductions mixtes de méthylvinylcétone et d'aldéhydes α-éthyléniques, en vue d'essayer de préciser le mécanisme de la réaction. Dans le cas du mélange aldéhyde crotonique, méthylvinylcétone, le rendement en glycol mixte est pratiquement quantitatif. Il se forme toutefois une petite quantité de divinyldiméthylglycol, provenant de la réduction duplicative de la cétone seule. La séparation est facile, et le glycol mixte présente les caractéristiques suivantes :

Méthyl-3 heptadiène-1.5 diol-3.4 ($C_8H_{14}O_2$); $É_{15}$ 104-105° d_4^{20} 0,9726; n_D^{20} 1,478; R. M., calculé 40,1; trouvé 40,9.

Analyse : calculé %, C 67,57; H 9,93; trouvé %, C 67,68; H 10,2.

Nous avons essayé de confirmer la structure de ce glycol par son spectre infrarouge et son étude chimique. Le spectre infrarouge présente les bandes d'absorption 3300, 1645 et 1680 cm^{-1}, correspondant respectivement aux liaisons O—H, vinyle et propényle. La présence d'un groupe vinyle est confirmée par une bande faible vers 1820 cm^{-1}.

L'hydrogénation sur nickel de Raney donne le méthyl-3 heptane diol-3.4, dont l'oxydation au tétracétate de plomb conduit à un mélange de méthyléthylcétone et de butanal.

Le glycol biéthylénique provenant de la réduction a été traité par l'acide phosphorique à 85 %. Par entraînement à la vapeur, on peut isoler un produit coloré possédant un groupement carbonyle : il nous a fourni les dérivés :

Semicarbazone F 153-154°. Analyse : $C_9H_{15}N_3O$, calculé %, C 59,64; H 8,34; N 23,14; trouvé %, C 59,68; H 8,48; N 23,14.

Dinitro-2.4 phénylhydrazone F 109-110°. Analyse : $C_{14}H_{16}N_4O_4$, calculé %, C 55,11; H 5,29; N 18,42; trouvé %, C 55,25; H 5,30; N 18,41.

Le spectre infrarouge de ce produit présente les bandes d'absorption 1645, 1680, 1725 et 2760 cm^{-1}.

Ceci nous amène à penser que la déshydratation est accompagnée d'une transposition pinacolique, suivant le schéma ([3])

$$CH_2{=}CH{-}\underset{OH}{\overset{CH_3}{C}}{-}\underset{OH}{\overset{H}{C}}{-}CH{=}CH{-}CH_3 \rightarrow \begin{matrix} CH_2{=}CH \\ CH_3{-}CH{=}CH \end{matrix} \!\!>\! C \!<\!\! \begin{matrix} CH_3 \\ CHO \end{matrix}$$

Une fraction passant à température plus élevée n'a pas encore été étudiée.

La réduction d'autres mélanges d'aldéhydes et cétones éthyléniques, et l'étude de la déshydratation des glycols obtenus, est en cours. Nous pouvons indiquer qu'avec l'acroléine et la méthylvinylcétone, il se forme, à côté du glycol mixte, du divinylglycol. La séparation de ces deux composés présente de grandes difficultés.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

([1]) J. WIEMANN, M. R. MONOT et J. GARDAN, *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 172.

([2]) J. WIEMANN, *Ann. Chim.*, (11), 5, 1936, p. 267.

([3]) M. TIFFENEAU, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, (4), **49**, 1931, p. 1638.

(*Ecole Normale Supérieure, Paris, 5e.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'isomérisation des composés carbonylés α-éthyléniques en composés non conjugués.* Note (*) de MM. **JOSEPH WIEMANN** et **LOUIS MARTINEAU**, présentée par M. Marcel Delépine.

Il a déjà été montré que des cétones α-éthyléniques pouvaient s'isomériser en composés β-éthyléniques ([1]) surtout si l'hyperconjugaison amenait une énergie comparable à celle de la conjugaison; or l'énergie correspondant à la liaison C—H en hyperconjugaison a été évaluée approximativement à un dixième de l'énergie de conjugaison ([2]). On conçoit que l'isobutylène-actone :

$$\begin{matrix} H_3C \\ H_3C \end{matrix}\!\!>\!CH{-}CH{=}CH{-}CO{-}CH_3$$

se transpose en milieu acide en méthyl-5 hexène-4 one-2 non conjugué

$$\begin{matrix} H_3C \\ H_3C \end{matrix}\!\!>\!C{=}CH{-}CH_2{-}CO{-}CH_3$$

l'équilibre se trouve à 80 % de la forme non conjuguée ([3]), l'hyperconjugaison étant très élevée pour ce dernier composé. Pour l'oxyde de mésityle, cet équilibre ne se trouve qu'à 9 % de la forme non conjuguée; l'isomérisation se produit ici en milieu acide ou alcalin ([4]).

Nous avons pu mettre en évidence la transposition de l'α-éthyl β-propylacroléine en aldéhyde non conjugué, c'est-à-dire en éthyl-2 hexène-3 al, soit de

$$CH_3{-}CH_2{-}CH_2{-}CH{=}\underset{\displaystyle C_2H_5}{\underset{|}{C}}{-}CHO \quad \text{en} \quad CH_3{-}CH_2{-}CH{=}CH{-}\underset{\displaystyle C_2H_5}{\underset{|}{CH}}{-}CHO$$

Les énergies correspondant à l'hyperconjugaison pour les deux formes sont ici les mêmes : la forme conjuguée devrait donc être très favorisée.

Cette transformation se fait vers 200-250°, avec un rendement de 5 à 10 % en faisant passer le produit conjugué sur un catalyseur mixte (tungstate de thorium sur oxyde de titane); l'élévation de la température a pu favoriser ici la transformation en dérivé moins stable.

L'éthyle-2 hexène-3 al est caractérisé par ses constantes : $É_{15}$ 57°; n_D^{25} 1,427; D_4^{25} 0,8339, doù R. M. 38,8 pour 38,7 calculé; $C_8H_{14}O$ (calculé %, C 76,14; H 11,2; trouvé %, C 76,2; H 11,4), les données spectrales : infrarouge, 2700, 1730, 1685 (faible) cm^{-1}; effet Raman : 1670 (F) et 1725 (f) cm^{-1} et l'ultraviolet λ_{max} 300 mμ (ε 200) sont en accord avec cette structure; la dinitro-2.4 phénylhydrazone se fait avec un faible rendement seulement en composé pur, F 117°,5-118°,5; $C_{14}H_{18}O_4N_4$ (calculé %, C 54,89; H 5,92; N 18,29; trouvé %, C 54,87, H 6,14, N 17,94); une grande partie du produit est isomérisée pendant la formation du dérivé en milieu acide; néanmoins, l'obtention de ce dérivé en milieu acide sulfurique montre que ce composé garde une certaine stabilité en milieu acide; mélangé avec la dinitro-2.4 phénylhydrazone de l'α-éthyl β-propylacroléine F 119-120°, notre dérivé donne un abaissement du point de fusion d'une dizaine de degrés.

Ce composé précipite le chlorure ferrique en solution dans l'éther anhydre; le dérivé obtenu doit correspondre à une substitution importante de l'hydrogène tertiaire par le fer du chlorure ferrique; en effet, l'analyse ne donne que de l'ordre de 6,5 % de carbone, au lieu de 38 %; un essai analogue effectué avec le précipité obtenu à partir du méthyl-4 pentène-4 one-2, isomère non conjugué de l'oxyde de mésityle donne 18 % de carbone au lieu de 32 %; le fer retient beaucoup plus de carbone de l'isomère du composé non conjugué de l'aldéhyde que de l'isomère non conjugué de la cétone.

L'hydrogénation de l'éthy-2 hexène-3 al se fait facilement par le nickel de Raney, et l'on obtient l'alcool *saturé* correspondant qui a été caractérisé par son éther-sel avec l'acide dinitro-3.5 benzoïque $C_{15}H_{20}N_2O_6$ (calculé %, C 55,55; H 6,22; N 8,64; trouvé %, C 55,84; H 5,9; N 8,63) F 42-43°. L'hydrogénation de l'α-éthyl β-propylacroléine est plus difficile par le nickel de Raney et l'on obtient l'alcool saturé renfermant encore un peu d'éthylénique difficile à séparer, d'où un point de fusion plus bas situé vers 30°, mais le mélange avec l'ester dinitro-benzoïque précédent donne une élévation du point de fusion.

Cette isomérisation non encore signalée à notre connaissance est étendue à d'autres exemples; les détails expérimentaux seront donnés dans un autre recueil.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) G. Dupont et M. L. Menut, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 6, 1939, p. 1215; F. H. Stross, J. M. Monger et H. de V. Finch, *J. Amer. Chem. Soc.*, 69, 1947, p. 1927.

(2) M. M. Kreevoy et R. W. Taft, *J. Amer. Chem. Soc.*, 79, 1957, p. 4016.

(3) R. Heilmann, G. de Gaudemaris, P. Arnaud, et G. Scheuerbrandt, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1957, p. 112; E. N. Eccot et R. P. Linstead, *J. Chem. Soc.*, 132, 1930, p. 905.

GÉOLOGIE. — *La transgression du Lias supérieur dans le Haut Atlas marocain oriental.* Note (*) de M. **Renaud du Dresnay**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Sur le flanc Nord du Dj. Grouz, à l'oued Lbel, un plaquage de couches du Lias supérieur, débutant au Toarcien moyen, en contrebas des dolomies du Lias inférieur, démontre la transgression du Lias supérieur sur ces couches liasiques antérieures : il semble que ce mouvement transgressif, également connu dans la partie septentrionale du Moyen Atlas, soit un phénomène assez général dans le Haut Atlas oriental.

Le Haut Atlas marocain oriental présente dans le Djebel Grouz, entre Figuig et Mengoub, une série assez complète du Lias inférieur et moyen. Cette série comprend :

— 500 m environ de calcaires et dolomies massifs du Lias inférieur (Sinémurien et Lotharingien), à *Euasteroceras*; les derniers niveaux montrent des horizons rouges;

— au dessus, une série litée débutant par des couches à *Echioceras* et *Oxynoticeras*, situés au passage du Lotharingien au Pliensbachien; cette série se poursuit, en particulier dans la coupe de l'oued Mrit, par des calcaires en petits bancs, avec *Fuciniceras*, représentant le Domérien.

Mais un peu plus à l'Ouest (environs de l'oued Lbel, à 10 km à l'Est de Tannezzara), sur le flanc Nord du Dj. Grouz, en contrebas des croupes dolomitiques, les dolomies du Lias inférieur sont directement recouvertes par une dalle calcaire du Lias supérieur.

Cet affleurement, peu étendu, a livré en 1939, à E. Roch [1] : *Hammatoceras victorii* Bon., *H. planinsigne* Vacek, *H.* gr. *insigne*, *H. perplanum* Prinz, *Pseudolioceras beauliziense* Mon., *Hildoceras sublevisoni* Euc. L'étude de cette faune, reprise par G. Colo, a confirmé les déterminations de C. Verlet et E. Roch [1], à deux exceptions près : *Hammatoceras* gr. *insigne* serait à rapprocher de *H. meneghini* Bon., et *Hammatoceras perplanum* pourrait être, avec doutes, identifié avec *Erycites elaphus* Merla.

A la suite de nouvelles récoltes, examinées par G. Colo, la succession suivante peut être proposée :

3. Aalénien : *Hudlestonia* sp., *Hammatoceras* cf. *lotharingicum* Ben., *H. discus* Merla, *H. meneghini* Bon., *H. planinsigne* Vacek, *Pseudolioceras beauliziense* Mon.

2. Toarcien supérieur : *Pseudogrammoceras pachu* Buckm., *Pseudogr.* cf. *explicatum* Buckm., cf. *Erycites elaphus* Merla, *Hammatoceras costulosus* Merla, *H. bictorii* Bon. *in* Menegh., *H. allobrogense* Dum.

1. Toarcien moyen : *Hildoceras semipolitum* Buckm., *H. sublevisoni* Fuc. *in* Merla.

Cet affleurement, qui contient en quelques mètres le Toarcien moyen et le Toarcien supérieur et où apparaît l'Aalénien, repose directement sur les dolomies du Lias inférieur, sans intercalation de Domérien ou de Pliensbachien. Les couches du Lias moyen, que l'on connaît plus à l'Est, dans le synclinal du haut oued Tisserfine, disparaissent progressivement sous l'avancée des sédiments toarciens, qui forment ainsi une discordance cartographique. Il n'y a pas dolomitisation progressive des bancs calcaires vers l'Ouest, comme l'avait d'abord pensé E. Roch, mais disparition des niveaux calcaires du Lias moyen sous le Lias supérieur. La série toarcienne contient d'ailleurs à l'Est, dans la région de l'oued Mrit, un *conglomérat*, épais d'environ 1 m, surmonté par des marnes vert clair à *Hildoceras*. Un niveau détritique existe également plus au Nord dans le Lias supérieur du Dj. Aouija.

De plus, à l'oued Lbel, la transgression toarcienne se marque dans la morphologie par une surface d'abrasion marine plane remarquablement conservée sur les dolomies du Lias inférieur, et terminée du côté Sud par un ressaut avec rupture de pente, formant probablement l'ancienne ligne de rivage. Au Sud de cette ligne, préservée sur plusieurs kilomètres de long, les dolomies du Lias inférieur présentent un épais développement, et sont surmontées au sommet du Dj. Grouz, par des couches marno-calcaires parfois rouges, allant du Lotharingien au Pliensbachien, qui n'ont pas été conservées à l'Ouest de l'oued Lbel : plutôt qu'une absence de dépôt, on peut envisager, pour expliquer cette disparition, une érosion antétoarcienne.

Le caractère transgressif de ces couches s'accentue de plus en plus vers l'Ouest, au fur et à mesure qu'on se rapproche de l'axe du Tamlelt :

mais l'âge des couches de base s'élève et bientôt le Dogger seul est représenté.

Un phénomène analogue, quoique moins bien marqué, se remarque aussi à l'Est du cirque de Jahiffat, sur le sommet du Dj. Ouakaz, où les marnes toarciennes à nombreux Hildoceratidés semblent recouvrir un ancien sol fossile, avec *hard-ground*; mais les dalles sous-jacentes, peu fossilifères, pourraient appartenir au Lias moyen.

Il semble donc que le Dj. Grouz ait formé, dès cette époque, une ride limitant au Sud l'extension des mers du Lias supérieur.

De même, au Nord-Ouest de Bou Anane, des calcaires récifaux, attribués par N. Menchikoff au Lias supérieur (²), reposent directement sur un socle de schistes primaires, dont ils remplissent les fentes jusqu'à une profondeur de quelques mètres : l'érosion ayant davantage affecté les schistes primaires, ces fentes remplies de calcaires ressortent maintenant au-dessus des schistes, à la manière de dykes éruptifs.

De semblables phénomènes ont été signalés par G. Dubar (³) au Dj. Bou-Dahar, où les diaclases des calcaires récifaux du Domérien inférieur sont colmatées par différentes venues marines transgressives s'échelonnant du Toarcien moyen à l'Aalénien moyen.

C'est aussi ce qu'on observe à l'examen de la partie centrale de la feuille d'Anoual, levée par G. Choubert (⁴), où en particulier sur le flanc Ouest du Dj. Korima, le Lias supérieur paraît reposer directement sur le Lias inférieur sans intercalation de Lias moyen.

Enfin, G. Colo a signalé (⁵) récemment dans le Moyen Atlas une phase tectonique embryonnaire qui se placerait à l'extrême base du Toarcien (entre la zone à *Palt. spinatum* et la zone à *Dact. mirabile*).

Il faut donc en conclure qu'une phase transgressive amorcée dès la base du Toarcien, hypothèse émise par G. Colo pour le Moyen Atlas septentrional, se retrouve avec un certain caractère de généralité dans le Haut Atlas oriental. On remarque que ce phénomène est surtout visible le long du continent africain (Dj. Grouz) et aux approches des massifs primaires du Tamlelt et du Bou-Dahar. Ainsi se manifeste également pendant le Lias supérieur un des traits majeurs des mers du Lias inférieur et du Lias moyen : celui de l'instabilité des mers liasiques lorsqu'on s'approche de ce qui est aujourd'hui devenu, après les affaissements consécutifs à la surrection de la chaîne atlasique, la dépression primaire du Tamlelt.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(¹) *Bull. Soc. géol. Fr.*, 1940, p. 65-86.

(²) *Ibid.*, 1936, p. 131-149.

(³) *XIXᵉ Congr. géol. intern.*, Alger, 1952 : *Livret-guide excurs. Maroc*, nº 4.

(⁴) *Feuille Anoual* au 1/200 000ᵉ, *Arch. Serv. géol. Maroc*, 1952.

(⁵) *Contribution à l'étude du Jurassique du Moyen Atlas septentrional* (*Thèse*, inéd., Paris, 1956).

GÉOLOGIE. — *Sur l'existence d'une phase tectonique hercynienne tardive ayant affecté les formations antétriasiques de la côte Ouest de la Nouvelle-Calédonie.* Note (*) de M. **Jacques Avias**, présentée par M. Pierre Pruvost.

L'essentiel de la « *Formation des tufs polycolores* », affleurant sur plus de 80 km, sur la côte Ouest de la Nouvelle-Calédonie, en une bande insulo-côtière, était considéré comme d'âge triasique à la suite des travaux de M. Piroutet ([1]). J'ai démontré ([2]) que son âge était au moins permien inférieur grâce à l'étude des matériaux que j'avais recueillis sur place de 1946 à 1948 et déterminés en France de 1949 à 1952. A la lumière de ces résultats, j'ai récemment (été 1956) effectué sur le terrain de nouvelles recherches sur les relations des formations antétriasiques et des formations triasiques de la côte Ouest, notamment dans la région de la Baie de Saint-Vincent. Ces recherches ont permis d'établir un certain nombre de faits nouveaux ou de préciser certains faits seulement soupçonnés jusqu'alors.

Il existe, en effet, entre les premiers dépôts du Trias et la formation des tufs polycolores sur laquelle ces dépôts reposent, plus qu'une limite de régression-transgression simple, soulignée seulement par un important conglomérat de base, analogue à celle que j'ai invoquée en 1953 [([2]), p. 226] pour expliquer l'émersion de ce que j'ai appelé la « Nouvelle-Calédonie permienne ». De véritables *discordances angulaires et directionnelles* peuvent être observées en divers points de la Baie de Saint-Vincent et semblent d'autant plus accentuées qu'on s'éloigne vers l'Ouest dans la zone côtière du versant occidental de la Nouvelle-Calédonie. La discordance angulaire, qui est voisine de 55° dans la presqu'île de Uitoé ([3]), n'est plus que d'une dizaine de degrés à l'île Hugon et semble, dans la région de Moindou, autant qu'on en puisse juger après la reprise par les plissements d'*âge alpin*, être inappréciable et ne plus se traduire que par une seule lacune dépositionnelle, d'ailleurs réduite.

En certains points (île Hugon par exemple), il est difficile d'établir si les discordances observées correspondent à de réels mouvements de plissement ou seulement à une tectonique cassante de failles avec basculement de certains compartiments. Mais en d'autres points (île Ducos), on peut observer, parfois très nettement, l'existence de plis dans la formation des tufs polycolores dont la direction générale peut faire un angle de plus de 40°, par rapport à la direction des couches triasiques transgressives qui les recouvrent.

Le terme le plus récent daté de la formation des tufs polycolores étant constitué ([2]) par les calcaires grauwackeux à *Maïtaia Trechmanni*, d'âge probablement *artinskien* et en tous cas *permien inférieur* en Nouvelle-Zélande ([4]), on peut donc dire que la formation des tufs polycolores a été

affectée, pour sa plus grande part, de *mouvements d'âge compris entre le Permien inférieur et le Trias moyen* (*Virglorien*). La lacune des dépôts du Permien supérieur et du Trias inférieur dans la zone insulo-côtière et l'important conglomérat de base des couches ladinocarniennes transgressives tendent à faire penser que les mouvements ont probablement eu lieu *entre la fin du Permien inférieur et la fin du Permien moyen*. Quoiqu'il en soit, il est donc établi, qu'on a en Nouvelle-Calédonie, dans la bande insulo-côtière de la formation des tufs polycolores les restes d'un *socle* constitué par des *formations primaires plissées ou fracturées à l'Hercynien*, formations qui doivent constituer d'ailleurs les arcs aujourd'hui submergés entre la Nouvelle-Calédonie et l'Australie de l'ancienne *Tasmantia*, autour de laquelle s'est moulée plus tard la chaîne alpine Austro-Mélanésienne. Pour finir, remarquons que les mouvements mis en évidence en Nouvelle-Calédonie sont du même âge que « l'*Unterbowen Orogeny* » qui a provoqué la surrection des chaînes hercyniennes Est-australiennes et de même âge également que l' « *Akiyoshi Cycle of Orogeny* », décrit par T. Kobayashi (5), qui a affecté les formations équivalentes du Japon.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) *Thèse Sciences*, 1917, Mâcon.

(2) J. Avias, *Sciences de la Terre*, 1953, nos 1-2, Nancy.

(3) Territoire qui ne faisait pas partie de mon secteur de levé de cartes en 1946-1948 et où A. Arnould m'a demandé de compléter, lors de ma mission de 1956, les levés qu'il n'avait pas encore eu le temps d'effectuer.

(4) B. Hornibrook, *Trans. Roy. Soc. New Zealand*, 79, [2], 1951, p. 319-321.

(5) *Jap. J. Geol. and Geogr.*, 21, 1949, nos 1-4, 1949, p. 75-90.

(*Laboratoire de Géologie de la Faculté des Sciences de Montpellier.*)

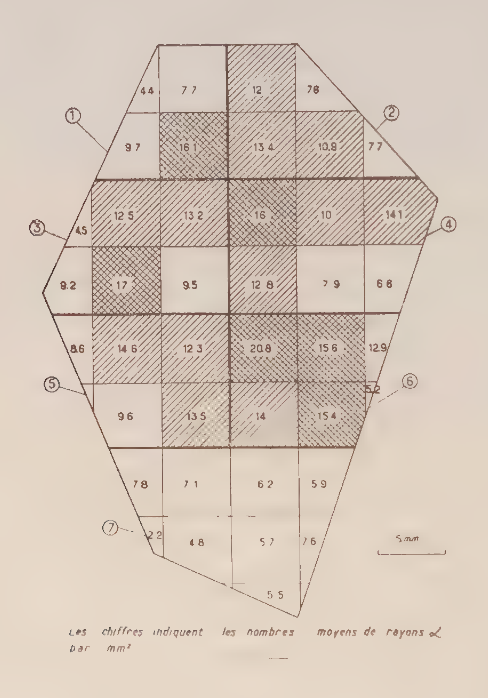
RADIOGÉOLOGIE. — *Étude de la répartition de la radioactivité et du plomb dans un cristal de zircon.* Note (*) de MM. **Marcel Roubault** et **René Coppens**, présentée par M. René Perrin.

Des analyses systématiques d'uranium et de plomb dans diverses parties d'un gros cristal de zircon montrent une répartition hétérogène de ces deux éléments et conduisent à des déterminations d'âge variant de 50 à 100 %.

La détermination de l'âge des roches cristallines par mesure du rayonnement α émis par leurs zircons et dosage de leur teneur en plomb a suscité des réserves. Outre le fait que le dosage de traces infimes de plomb dans des masses de zircon de l'ordre de quelques milligrammes entraîne inévitablement des erreurs, plusieurs auteurs ont attiré l'attention sur certaines particularités des zircons, particularités qui semblent peu en faveur

de leur emploi dans une méthode envisagée par certains comme susceptible de devenir une méthode de routine. Ainsi Buttlar et Houtermans [1], Hieke Merlin, Picciotto et Wilgain [2], Larsen, Waring et Berman [3] ont montré que la répartition radioactive dans un zircon n'était pas homogène. Plus récemment, Faul et Tilton [4] ont souligné l'irrégularité des propriétés des zircons qu'ils avaient observés.

Nous avons abordé l'étude des propriétés des zircons en nous adressant, non pas à de très petits zircons comme ceux des granites, mais à de gros cristaux tels que ceux observés parfois dans les pegmatites. La présente étude a porté sur un zircon prélevé dans la pegmatite de Betroka (Madagascar) et dont l'âge a été déterminé par la méthode des plombs isotopiques [5]. Cette méthode a donné 490, 515, 505, 485 millions d'années



Les chiffres indiquent les nombres moyens de rayons α par mm²

(âge adopté : 490 ± 20 millions d'années). Dans un premier stade, l'échantillon poli sur une face a impressionné une plaque nucléaire. La surface a été divisée en une trentaine de surfaces élémentaires d'environ 1/4 de centimètre carré et sur lesquelles on a mesuré le nombre d'α par millimètre carré. Les valeurs trouvées varient de 2,2 à 20,8, c'est-à-dire du simple au décuple, les régions les plus faibles se trouvant généralement en bordure du cristal. La numération des α contenus dans un champ de microscope choisi au hasard donne des valeurs allant de 0 à 18 traces avec un grand nombre de champs contenant 5 à 6 traces; l'histogramme de répartition obtenu après observation de 500 champs a une allure lognormale. Dans un

deuxième stade, l'échantillon a été scié suivant un plan parallèle à la face polie et la plaque découpée ensuite en 7 lots dont les surfaces étaient de l'ordre du centimètre carré et l'épaisseur voisine de 0,5 cm. Ces plaquettes ont été pulvérisées pour permettre la mesure de l'activité et la détermination des teneurs en plomb.

L'activité a été mesurée en couche mince au compteur à scintillation par un procédé imaginé par G. Jurain et qui fera l'objet d'une publication ultérieure. La teneur en plomb a été déterminée au spectrographe [6] suivant une méthode inspirée de celle de Waring et Worthing, mais sans utiliser le nitrate de bismuth comme étalon-interne. Après divers essais, en effet, nous avons remarqué que cet étalon-interne n'était pas excité de la même manière en présence des zircons et en présence d'un étalon synthétique constitué par de la silice pure imprégnée d'une solution de nitrate de plomb [7]. A condition d'utiliser la même quantité d'échantillon dans chaque électrode et d'opérer avec un arc stable, la méthode paraît satisfaisante, les courbes d'étalonnage sont bonnes et le dosage du plomb dans les zircons paraît également meilleur.

L'âge des zircons a été déterminé par la formule désormais classique de Larsen $t = 2\,420\ \mathrm{Pb}/\alpha$ qui a donné

Échantillons.	Pb (p. p. m.).	α/mg/h.	$\frac{\mathrm{Pb}}{\alpha}$.	Age (millions d'années).
ZB 1	8,5	51	0,166	403
ZB 2	9,5	47,4	0,200	484
ZB 3	8	33,6	0,238	578
ZB 4	11	50,2	0,219	530
ZB 5	5,5	22	0,250	605
ZB 6	7	32,5	0,215	520
ZB 7	8	21,5	0,372	900 (?)

Indépendamment de ces calculs d'âge, des mesures ont été faites, en couches épaisses, par les plaques nucléaires pour déterminer les teneurs en équivalent-uranium et évaluer l'âge par la méthode du plomb total :

Échantillons.	$\alpha/\mathrm{cm}^2/\mathrm{s}.10^3$.	eU (p. p. m.).	Pb (p. p. m.).	Age (millions d'années).
ZB 1	30	173	8,5	373
ZB 2	31	177	9,5	408
ZB 3	25	142	8	428
ZB 4	24	140	11	597
ZB 5	16,8	96	5,5	418
ZB 6	22	128	7	416
ZB 7	20	114	8	533

Conclusions. — 1° Par les deux méthodes on observe des variations considérables dans l'intensité du rayonnement α d'un point à l'autre du zircon.

2° Les mesures d'âge effectuées par la méthode de Larsen pour un même cristal de zircon, s'échelonnent entre 403 et 605 millions d'années (nous abandonnons volontairement la valeur de 900 millions d'années considérée comme aberrante bien que la mesure, recommencée 8 fois, ait toujours donné des âges du même ordre). En admettant, pour ces mesures, une erreur vraisemblable de l'ordre de 20 %, les âges peuvent aller de 320 à 725 millions d'années.

3° La méthode du « plomb total » donne un écart d'âge sensiblement comparable, avec des âges un peu plus faibles mais qui (erreurs non comprises) varient de 373 à 597 millions d'années au lieu de 403 et 605.

En résumé, les mesures faites sur diverses régions d'un même cristal donnent des âges variant de 50 à 100 %. Effectuées dans des conditions exceptionnellement favorables, sur un gros cristal et non sur des cristaux de quelques milligrammes, ces mesures prouvent l'hétérogénéité de l'échantillon et appuient, en les amplifiant, les remarques faites par d'autres auteurs. Ces derniers, en effet, s'étaient bornés à souligner l'irrégularité de la radioactivité dans les zircons mais n'avaient pas abordé l'étude de la variation des teneurs en plomb dans un même cristal.

Au point de vue pratique et sans vouloir rejeter *a priori* l'emploi des zircons comme minéraux permettant de dater les roches, nous pensons que, dans l'état actuel des connaissances, une telle méthode appelle de sérieuses réserves. Hormis recherches ultérieures conduisant à une discrimination judicieuse des zircons susceptibles d'être utilisés, il ne paraît pas qu'on puisse attendre aujourd'hui de telles mesures, autre chose qu'un ordre de grandeur déterminé avec une large approximation. De toute façon, l'emploi actuel d'une telle méthode comme méthode de routine nous paraît exclu.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) H. V. Buttlar et F. G. Houtermans, *Geoch. Cosm. Acta*, 2, 1951, p. 43-61.

(2) O. Hieke Merlin, E. Picciotto et S. Wilgain, *Geoch. Cosm. Acta*, 11, p. 171-188.

(3) E. S. Larsen, C. L. Waring et J. Berman, *An. Min.*, 38, 1953, p. 1118-1125.

(4) H. Faul et G. R. Tilton, *XIe Assemb. Gén. Un. Géophys. Vulcanologie*, Toronto, septembre 1957.

(5) A. Holmès et H. Besairie, *Comptes rendus*, 238, 1957, p. 758.

(6) Mesures effectuées par Mme René.

(7) Cette remarque, déjà faite par Waring et Worthing eux-mêmes a été confirmée par M. Roques.

SÉDIMENTOLOGIE. — *Les modalités d'envasement dans l'estuaire de la Loire (inflexion de Belle-Ile).* Note (*) de M. **Léopold Berthois**, présentée par M. Pierre Pruvost.

L'étude de l'évolution du fleuve dans l'inflexion de Belle-Ile située entre Paimbœuf et Le Pellerin, de 1948 à 1956 inclus, a permis d'expliquer toutes les modalités des envasements observés pendant cette période.

J'ai montré l'importance du tonnage des sédiments apportés en suspension dans l'estuaire de la Loire par les eaux venant de l'amont [1], [2]. On a pu voir que le maximum de turbidité du bouchon vaseux se situait dans la région du fleuve où se produit le plus grand nombre de passages, donc de périodes d'étales, d'une tranche d'eau venue de l'amont [3].

La situation des zones d'envasement est, par conséquent, conditionnée par un équilibre dynamique entre le débit du fleuve et l'amplitude de la marée.

En période de crue (4 500 à 5 000 m^3/s de débit) le maximum de turbidité se situe au-delà de Saint-Nazaire, mais, en période d'étiage du fleuve et par fort coefficient de marée (110 à 116), les eaux turbides sont refoulées vers l'amont. L'étude de l'évolution de l'inflexion de Belle-Ile, de 1948 à 1956 inclus, en fonction des coefficients de marée, du débit du fleuve et du coefficient de viscosité des eaux a montré que :

1° Il ne se produit jamais d'envasement important en dehors de la période d'étiage estival où le coefficient de viscosité est faible [4].

2° Il n'y a jamais d'envasement important en étiage estival sans qu'une forte crue du fleuve (débit minimum : 3 500 m^3/s) ait eu lieu pendant l'hiver ou le printemps précédents, ce qui confirme que les envasements de l'estuaire dépendent essentiellement des apports de matériaux par le fleuve. Ainsi, pendant les années 1948, 1949, 1950 et 1956, de crue hivernale très limitée, les envasements de l'inflexion de Belle-Ile ont été très faibles. Par contre, après des crues hivernales importantes, il a fallu draguer, en 1952, 90 000 m^3 et, en 1955, 70 000 m^3 de sédiments.

3° Le dépôt des sédiments dans la passe de Belle-Ile résulte du refoulement des eaux turbides par les marées à fort coefficient, lorsque le débit du fleuve est suffisamment abaissé (environ 200 m^3/s) pour ne plus s'opposer à l'envahissement de la passe par les eaux venant de l'aval. En effet, même si des crues hivernales ou printanières ont apporté une grande quantité de sédiments à l'aval de l'estuaire, il ne se produira pas d'envasement notable de la passe pendant l'été suivant si le débit du fleuve est

suffisant (environ 500 m³/s). Ce fait, constamment observé, a été particulièrement net en 1951.

4° Les crues hivernales ont, sur l'évolution de la passe, des influences diverses suivant l'époque à laquelle elles se produisent. Pour une crue importante du début de la période hivernale (novembre ou décembre), il s'écoulera neuf à dix mois entre l'apport des sédiments dans la partie aval de l'estuaire et leur refoulement éventuel dans la passe de Belle-Ile. Pendant la période d'attente, les sédiments en suspension se déposent partiellement dans la section aval de l'estuaire où ils sont maintenus par les forts débits du fleuve. Lorsque les eaux turbides atteignent la passe, en août ou septembre de l'année suivante, leur teneur en suspension est suffisamment amoindrie pour qu'elles ne puissent plus provoquer un fort envasement. Ainsi, pour 1953, une forte crue du fleuve, accompagnée d'un gros apport sédimentaire, s'est produite en novembre et décembre 1952; or, malgré des débits d'étiage très faibles pendant l'été 1953, la passe de Belle-Ile a été peu envasée et des dragages normaux ont suffi à l'entretenir.

5° Si la crue du fleuve est faible, mais tardive (mars-avril), la turbidité des eaux s'abaissera peu jusqu'à l'été suivant. Les envasements de la période estivale pourront être presque aussi importants que ceux résultant d'une crue plus forte qui aurait eu lieu au début de l'hiver (novembre-décembre), observation valable pour 1954.

En définitive, les conditions les plus favorables à l'envasement de la passe de Belle-Ile sont :

Une crue du fleuve importante et tardive (mars-avril);

Un débit voisin de 150 à 200 m³/s à partir de juillet, coïncidant avec une température élevée des eaux et l'apparition des marées à fort coefficient.

Une confirmation vient d'en être donnée récemment : Après une crue tardive (mars 1957) et des débits d'étiage très faibles, la passe de Belle-Ile s'est fortement envasée pendant l'automne 1957.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(¹) L. BERTHOIS et M. BARBIER, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 1865.

(²) L. BERTHOIS, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 814.

(³) L. BERTHOIS, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1343.

(⁴) L. BERTHOIS et H. SULLY, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1737.

(*École nationale d'Agriculture de Rennes.*)

MÉTÉOROLOGIE. — *Sur une origine côtière de certains noyaux glaçogènes naturels.* Note (*) de M. **Guy Soulage**, présentée par M. Charles Maurain.

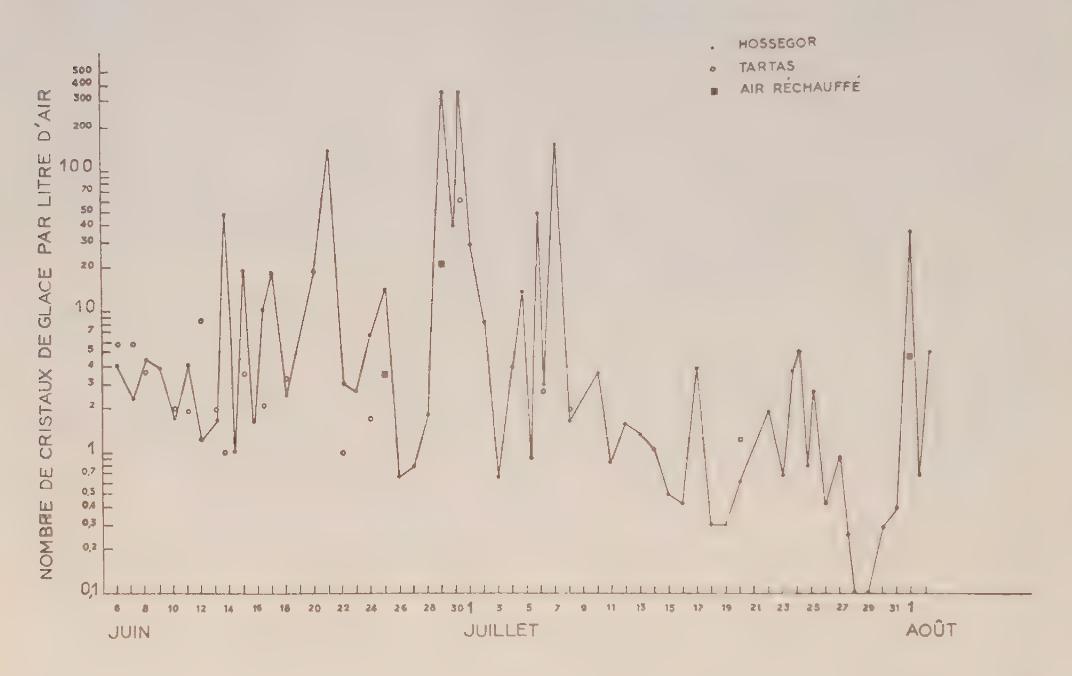
L'observation de hauts pouvoirs glaçogènes de l'air sur le littoral atlantique suggère que certains noyaux glaçogènes naturels se forment le long des côtes lors de la rencontre de particules continentales et de particules marines.

De soudaines et exceptionnelles augmentations du pouvoir glaçogène [1] de l'air ont été observées en juin et juillet 1957 sur la côte Basque. Au cours de ces augmentations, le pouvoir glaçogène de l'air s'élevait à une valeur de 10 à 100 fois supérieure à sa valeur habituelle et moyenne, soit trois cristaux de glace par litre d'air à — 15° C (graphique I). Cette observation correspondait à un phénomène atmosphérique réel et n'était pas liée à une cause instrumentale. Toutes les mesures ont été réalisées sans givre sur les parois de la chambre à nuages.

Le phénomène observé était associé à une forte humidité de l'air analysé qui permettait la formation d'un nuage dense par simple aspiration de cet air dans la cuve froide. La majorité des cristaux de glace apparaissait rapidement dans ce nuage. Une humidification artificielle après sa disparition n'apportait pas un nombre appréciable de cristaux supplémentaires. Au début de nos expériences, nous nous sommes demandé si les hauts pouvoirs glaçogènes n'étaient pas dus seulement à l'utilisation, pour leur mesure, de nuages plus denses que les nuages habituels et, par suite, plus propices à l'action des noyaux de congélation. Des mesures après dessiccation de l'air ont paru de prime abord étayer ce point de vue, en révélant un pouvoir glaçogène environ dix fois moindre (graphique I : 25 et 29 juin, 1er août). Mais des humidifications importantes et répétées d'un air desséché ne lui ont pas permis de retrouver son pouvoir glaçogène initial. Ensuite, des analyses d'échantillons d'air plus humide, d'air saturé en particulier, ont donné de bas pouvoirs glaçogènes pour ces échantillons. On peut donc estimer que des particules de l'aérosol atmosphérique étaient responsables des hauts pouvoirs glaçogènes et que ces particules étaient des noyaux agissant rapidement. La dessiccation de l'air a été obtenue en le réchauffant dans un tube entre 200 et 300° C et en condensant sa vapeur d'eau dans le tuyau d'aspiration de la cuve froide. La température moyenne de l'air dans la première phase de cette opération était élevée de 30° C, soit jusqu'à environ 50° C, mais certaines de ses particules pouvaient être portées à une température voisine de celle du tube réchauffeur, soit 300° C. L'influence de la dessiccation de l'air sur son pouvoir glaçogène était donc la conséquence d'une désactivation des noyaux qu'il contenait par une dessiccation ou une transformation entre 50 et 300° C.

L'origine de ces noyaux n'est pas connue avec certitude, mais deux observations permettent une hypothèse. Ces observations sont les suivantes :

1° Les hauts pouvoirs glaçogènes n'ont été trouvés que par vents marins (vents de Nord-Ouest à Sud-Ouest) ou ayant effectué un court trajet sur l'océan (vents de Nord et de Sud-Sud-Ouest). Lorsque nous avons suivi l'air dans son déplacement vers l'intérieur des terres, nous avons constaté une décroissance de son pouvoir glaçogène (*cf.* valeurs du graphique I trouvées à Tartas, à 50 km de la côte);



2° L'apparition de hautes valeurs du pouvoir glaçogène de l'air était toujours liée à un changement apparent des conditions atmosphériques locales, changement qui se traduisait par l'arrivée de stratus progressant de l'océan vers la côte, par une augmentation de l'humidité et une diminution de la température et de la visibilité. En présence de grands nombres de cristaux de glace, ces caractéristiques oscillaient toujours entre les valeurs suivantes : humidité relative, 60 à 90 %; température, 16 à 23° C; visibilité, 5 à 25 km. Les cartes trihoraires dressées par les Services de la Météorologie nationale pour l'Europe Occidentale associent ce type de temps à la présence sur la région d'une petite dépression barométrique. Celle-ci, établie dans une vaste zone sensiblement isobarique, amenait, dans chaque cas, les vents continentaux d'Est à effectuer un crochet sur l'océan avant d'aborder la côte.

La première observation suggère que les noyaux responsables des hauts pouvoirs glaçogènes de l'air proviennent d'une source marine ou côtière.

Mais ceux-ci n'ont pas été rencontrés avec tous les régimes de vents océaniques et l'étude de l'activité glaçogène des embruns strictement marins conduit à un résultat négatif. Une origine côtière est donc probable.

La deuxième observation jette quelque lumière sur la nature de cette origine. Les noyaux côtiers peuvent être des particules de l'aérosol continental modifiées, et, de ce fait, activées en tant que particules glaçogènes, par un court séjour sur l'océan ou seulement par la rencontre des embruns le long de la côte. Nous ne connaissons pas la composition des noyaux glaçogènes ainsi produits. Mais Junge (²) a indiqué que des nitrates se formaient le long des côtes, lors de la rencontre de particules continentales et d'embruns marins. Bien que l'activité glaçogène de nitrates autres que le nitrate d'argent ne soit pas connue, les deux phénomènes ne sont peut-être pas étrangers. Nous noterons enfin que l'iode présent au bord de l'océan peut permettre la formation d'iodures; certains de ceux-ci sont glaçogènes.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(¹) *Thèse*, Paris, 1956.

(²) Chr. Junge, *Tellus*, 8, 1956, p. 127-139.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur la dévernalisation de bourgeons de la tige chez des espèces du genre* Beta. Note de M. **Jacques Margara**, présentée par M. Raoul Combes.

Chez la Betterave, un séjour prolongé en jours courts provoque la dévernalisation des méristèmes de la tige. Les bourgeons axillaires de la hampe florale formée après vernalisation, peuvent, après écimage, donner naissance, soit à des rameaux floraux, soit à des rosettes de feuilles suivant leur position sur la tige et les conditions de photopériode et de température.

Certaines populations de *Beta maritima* L. et la plupart des variétés de betterave sucrière ont un besoin de vernalisation absolu : cultivées en serre à des températures variant de 16 à 25°, soit dans les conditions naturelles d'éclairement, soit en photopériode de 24 h, elles demeurent en rosette jusqu'à leur mort, pouvant vivre plusieurs années.

E. Chroboczek (¹) et M. Stout (²) ont montré que, tant que la vernalisation n'était pas achevée, l'action de la température était réversible, les températures élevées pouvant provoquer la dévernalisation. Observant que chez les betteraves cultivées, des rosettes végétatives pouvaient coexister sur la tige avec des rameaux floraux, il nous a paru intéressant d'étudier systématiquement les modalités de la dévernalisation.

Cultivée en jours longs, après vernalisation, la betterave forme une tige florifère qui proviendrait du fonctionnement du méristème d'attente et serait de nature inflorescentielle (³), (⁴). Le plus souvent, après avoir

formé de nombreux rameaux floraux, le point végétatif meurt ou donne naissance à un glomérule situé en position terminale.

Si l'on place en photopériode de 8 h des betteraves ayant formé une tige florifère (variété sucrière Klein Wanzleben E), on observe au bout d'une période de 15 jours à 2 mois une dévernalisation caractérisée par le raccourcissement des entre-nœuds, la formation de rosettes perchées, l'avortement fréquent des ébauches florales. Transportées en serre dans des conditions d'éclairement continu, après 2 mois de séjour en jours courts, la plupart des plantes continuent à se développer d'une manière végétative.

Des betteraves ayant formé une tige florifère après vernalisation, puis dévernalisées par les jours courts ont pu fleurir à nouveau après vernalisation par le froid de l'hiver.

La dévernalisation a été provoquée par la mise en jours courts de plantes à des stades divers : au début de l'élongation de la tige, au cours de la floraison, à la fin du développement pendant la fructification. Étudiée plus particulièrement chez la betterave sucrière, la dévernalisation sous l'influence de la journée courte a été mise en évidence également chez *Beta maritima*, *B. trigyna* et chez la F 4 de l'hybride *B. vulgaris* × *B. lomatogona* ([5]).

Le comportement des bourgeons axillaires de la tige fournit un autre exemple intéressant de dévernalisation.

Si l'on sectionne à divers niveaux la hampe florale formée après vernalisation, le devenir des bourgeons axillaires dépend des conditions du milieu et du niveau de la section.

En jours courts, la plupart des bourgeons produisent des rosettes. Dehors, avec éclairement nocturne d'appoint, au printemps et en été, il se forme des tiges florifères, même si l'on effectue des sections répétées à mesure que se forment de nouveaux rameaux.

En serre, avec ou sans éclairement nocturne, les bourgeons situés audessous du cinquième entre-nœud produisent des rosettes végétatives; les axillaires supérieurs donnent naissance à des rameaux floraux. Dehors, dans les conditions naturelles, les résultats obtenus après sectionnement de la tige sont variables selon la date du traitement et le stade de la plante. Dans la plupart des cas, les bourgeons de la base de la hampe florale forment des tiges florifères lorsque le sectionnement est pratiqué au printemps, des rosettes des feuilles quand il est effectué en automne.

Le bouturage des portions de tige donne des résultats analogues : les boutures prises dans la région médiane de la tige peuvent former une hampe florale; celles qui proviennent de la base produisent toujours des rosettes végétatives.

Ces expériences préliminaires qui posent de nombreux problèmes

mettent en évidence, d'une part, l'action dévernalisante de la journée courte chez la betterave, d'autre part, le rôle d'un « effet de position » des bourgeons situés sur les tiges inflorescentielles formées après vernalisation. Il semble que ces résultats puissent s'appliquer aux espèces et variétés du genre *Beta* à besoin de vernalisation absolu et héméropériodiques préférantes, mais non aux espèces indifférentes telles que *B. patellaris* Moq.

La possibilité d'une dévernalisation des bourgeons de la tige dépendant de plusieurs facteurs permettrait d'expliquer que la betterave puisse se comporter comme une plante typiquement bisannuelle ou survivre quelques années, suivant les conditions.

(1) *A study of some ecological factors influencing seed-stalk development in beets*, U. Ithaca, 1933, p. 24.
(2) *J. agric. res.*, **72**, 1946, p. 64.
(3) A. Lance et P. Rondet, *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 715.
(4) L. Plantefol, *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 606.
(5) J. Margara, *Comptes rendus*, **237**, 1953, p. 836.

(*Institut National de la Recherche Agronomique, Versailles.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur l'existence dans les tissus de Ronce cultivés* in vitro *de substances capables d'exciter ou d'inhiber la prolifération d'autres tissus*. Note de (*) M. **Louis Duhamet**, présentée par M. Lucien Plantefol.

Le jus obtenu en exprimant les tissus d'une souche normale de Ronce stimule la prolifération des tissus de crown-gall de Scorsonère et celle de la souche de Carotte de Gautheret ; il inhibe au contraire la croissance des tissus d'Aubépine.

Nous avons montré récemment (1) que certaines cultures de tissus peuvent exercer une action excito-formatrice sur des colonies provenant de tissus d'espèces différentes placées sur le même milieu nutritif. Cette action stimulante s'observe aussi en disposant une lame de tissu sur un milieu gélosé et en déposant à la surface de cette lame un fragment de tissu appartenant à une autre espèce. C'est ainsi que nous avons constaté qu'un fragment de tissu de crown-gall de Scorsonère, placé sur une lame de tissu de Ronce, se développe mieux que s'il croît sur une lame de tissu de crown-gall de Scorsonère, c'est-à-dire au contact d'un tissu de même nature (2). Ces résultats nous ont conduit à tenter d'extraire les principes actifs contenus dans les tissus de Ronce.

Nous avons utilisé la technique d'extraction suivante : des colonies de tissus normaux de Ronce (souche isolée par G. Morel) sont broyées dans un mortier, puis exprimées dans une toile à bluter et le jus obtenu est

centrifugé pendant 30 mn à environ 3 000 t/mn. On recueille ainsi un liquide opalescent contenant 51 mg de substance sèche par centimètre cube (1 ml de jus provient de 1850 mg de tissu frais).

Dans une première expérience nous avons réalisé des milieux de culture renfermant 2,5 et 10 % de ce jus de Ronce et ensemencé sur chacun d'eux 12 explantats cubiques de tissus de crown-gall de Scorsonère d'un poids de 125 mg environ. Le tableau donne les moyennes des poids frais et secs des colonies cultivées pendant six semaines en présence de ces trois concentrations; il montre que, par rapport aux colonies développées sur le milieu témoin, la stimulation peut dépasser 50 %; elle est toutefois inférieure à celle qu'exerce le lait de coco qui, à la dose de 10 %, double en effet sensiblement la vitesse de croissance ([3]).

Action d'un jus extrait par expression de colonies de Ronce sur la croissance de tissus de crown-gall de Scorsonère.

Nature du milieu.	Poids frais final (cg).		Poids sec final (mg).
Milieu témoin sans substance de croissance	96 ± 8,5	(au seuil de 0,05)	81,7
Milieu témoin + 2 % de jus de Ronce	129 ± 13,8	»	106,6
Milieu témoin + 5 % de jus de Ronce	159 ± 15,5	»	134
Milieu témoin + 10 % de jus de Ronce	103 ± 22,4	»	99,9

Nous avons ensuite cultivé la souche de Carotte de Gautheret en présence de milieux contenant des doses de jus de Ronce égales à 2, 4, 8 et 12 %. Afin de pouvoir comparer les effets de cet extrait à ceux de substances connues, nous avons réalisé d'autres ensemencements sur des milieux contenant les uns de l'acide indole-acétique (à des concentrations comprises entre 10^{-9} et 10^{-5}), les autres du lait de coco à des doses comprises entre 5 et 100 %. La figure 1 indique la moyenne des poids frais finaux des colonies cultivées pendant deux mois sur ces différents milieux. On remarque que le liquide obtenu par expression des colonies de Ronce possède, à concentration équivalente en substances sèches, un effet nettement plus faible que celui du lait de coco, mais que son action est plus intense que celle de l'auxine. On constate aussi que la dose la plus forte qui ait pu être essayée n'exerce aucun effet toxique.

L'action excito-formatrice du jus de Ronce sur le tissu de Carotte ne peut être due seulement à la présence d'auxine, car il n'en renferme qu'une dose minime ([4]) n'ayant qu'un faible pouvoir stimulant. D'autre part, ce jus agit sur les tissus de crown-gall de Scorsonère qui sont insensibles

aux auxines, ce qui prouve que ce sont des principes de nature différente qui doivent intervenir.

Enfin, le jus de Ronce ne manifeste pas d'action sur la croissance de tous les tissus cultivés *in vitro*: nous avons, par exemple, ensemencé les

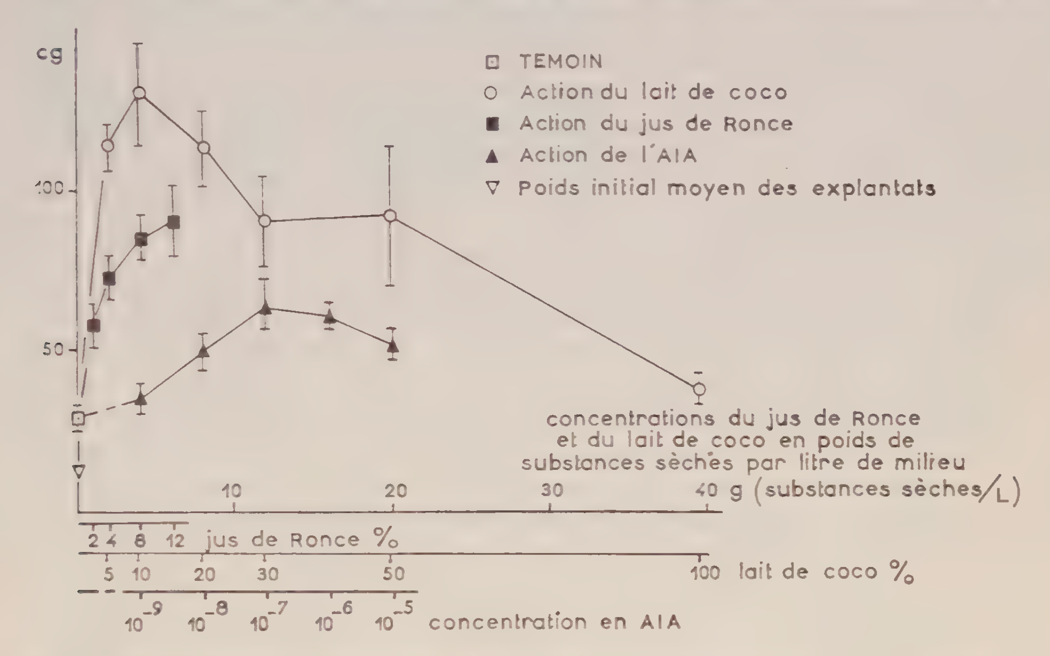


Fig. 1. — Action comparée de l'acide indole acétique (AIA), du lait de coco et d'un jus de Ronce sur la croissance des tissus de la souche de Carotte de Gautheret. Les valeurs indiquées correspondent à la moyenne des poids frais finaux des colonies cultivées sur les divers milieux. Les concentrations en lait de coco et en jus de Ronce sont exprimées en quantités de substances sèches ajoutées par litre de milieu. Les segments indiquent l'approximation calculée par le *t* de Student-Fisher, pour le seuil de probabilité de 0,05.

tissus d'une souche d'Aubépine sur des milieux renfermant de l'acide naphtalène-acétique (5) à la concentration de 10^{-6} et des extraits de Ronce aux doses de 2,5 et 10 %. Nous avons ainsi constaté que même la dose la plus faible inhibe la croissance des tissus d'Aubépine. Signalons que le lait de coco est également inactif sur cette souche, ce qui pourrait s'interpréter en admettant l'existence dans le jus de Ronce et dans le lait de coco de principes de nature comparable (6).

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) L. Duhamet, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2359.

(2) La souche de Ronce (*Rubus fruticosus* L.) peut être cultivée comme la souche de crown-gall de Scorsonère sur un milieu glucosé et gélosé complètement dépourvu de substances de croissance.

(3) L. Duhamet, *C. R. Soc. Biol.*, 145, 1951, p. 1781.

(4) Un dosage par la méthode du test-Avoine indiquait que la teneur en auxine, exprimée en acide indole-acétique, n'atteignait pas même 10^{-8}.

([5]) L'acide naphtalène-acétique est indispensable à la croissance de cette souche.

([6]) Steward, Caplin et Shantz ont également comparé les effets du lait de coco et ceux d'extraits aqueux de tissus tumoraux de plantes. Ces extraits qui manifestent aussi une action sur la croissance des tissus végétaux, renfermeraient, selon ces auteurs, des substances voisines du « coco milk factor » (*Ann. Botany*, 19, 1955, p. 29-47).

BLASTOGÉNIE DESCRIPTIVE. — *Sur une interprétation nouvelle de l'embryon des Graminées. Conséquences terminologiques et rapports avec les autres types d'embryons.* Note (*) de M. **Henri Jacques-Félix**, présentée par M. René Souèges.

La conception d'un embryon, constitué d'un protocorme axial et d'un blaste latéral qui lui succède, facilite la compréhension des rapports entre ce type d'embryon et les autres types monocotylés et dicotylés.

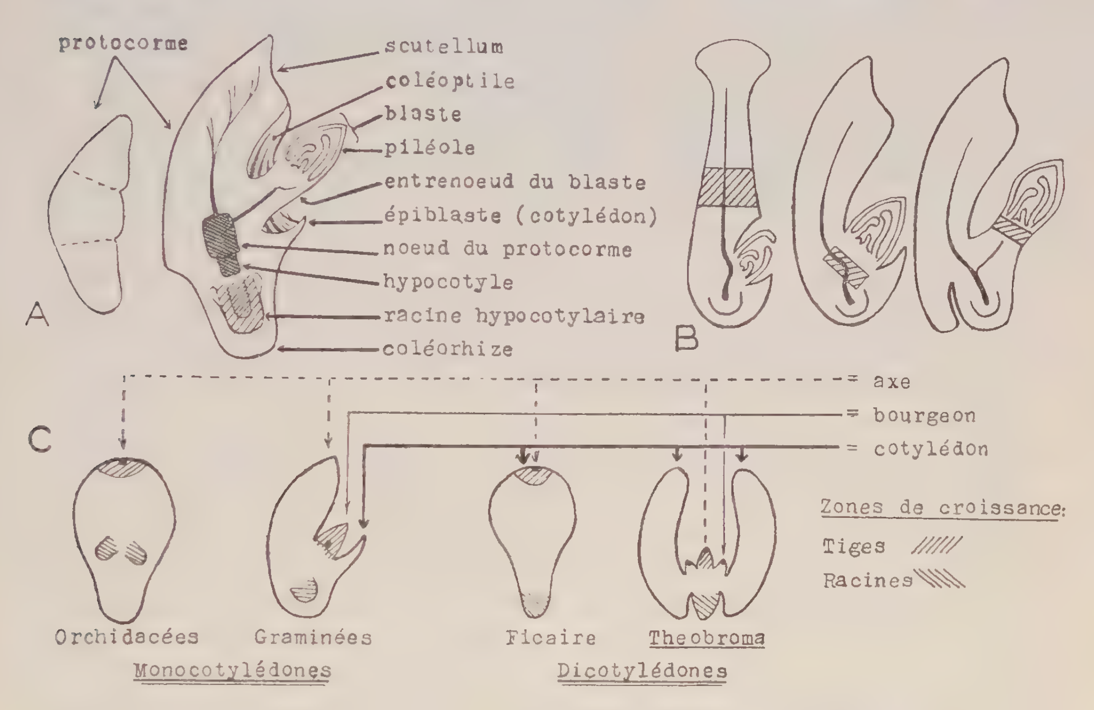
D'après mes deux Notes antérieures ([1]) la conception organographique de l'embryon chez les Graminées est la suivante : l'axe embryonnaire, défini dans son élongation, est caractérisé par un nœud unique pourvu ou non d'un rudiment de la feuille axillante (épiblaste), d'où partent les membres dérivés qui constituent le jeune blastophyte :

a. un bourgeon axillaire (gemmule) dont la préfeuille est la piléole;

b. une ou plusieurs racines endogènes n'émergeant qu'à la germination du cortex (coléorhize) de la radicule.

1° *Terminologie* (*fig.* A). — Cette conception entraîne quelques modifications de la terminologie descriptive. *Le terme de cotylédon n'est pas le moins ambigu.* On peut assurer que c'est en recherchant une identité organographique entre les parties qui, chez les Dicotylédones et Monocotylédones, ont la même fonction nourricière, que les interprétations de l'embryon des Monocotylédones, et de celui des Graminées en particulier, ont été si nombreuses et divergentes. La conception d'un bourgeon latéral ne supporte pas davantage la notion d'un « cotylédon » terminal. Quand le *cotylédon* ([2]) existe dans l'embryon des Graminées, il ne peut être représenté que par l'épiblaste en position axillante du bourgeon et au niveau du nœud. Le terme de *protocorme*, proposé par Treub pour le proembryon des Cryptogames vasculaires, étendu à l'embryon indifférencié des Orchidacées par Noël Bernard, peut aussi s'appliquer par analogie à la partie axiale de l'embryon des Graminées comportant le nœud, l'épicotyle et l'hypocotyle. Dans l'embryon mûr, ce protocorme, plus ou moins laminé, constitue le *scutellum*. Le *bourgeon cotylédonaire* ou *blaste* n'appartient plus à l'axe embryonnaire; son premier membre, la *piléole* (coléoptile), peut porter lui-même un bourgeon axillaire. P. Bugnon ([3]) a rappelé que C. F. Mirbel ([4]) avait attribué le terme de piléole à cet organe tandis qu'il

réservait celui de *coléoptile* à la cavité plus ou moins parfaite aménagée dans le corps de l'embryon (gaine cotylédonaire) par le logement du bourgeon. Malheureusement, le terme de coléoptile est universellement appliqué par les biologistes pour désigner le membre foliaire. D'autre part, le terme de radicule ne peut, tout au plus, être utilisé que pour le protocorme : à maturité, l'embryon ne présente plus que le manchon cortical



A. Embryons au stade protocorme et à maturité avec le blaste développé (schéma). B. Embryons du type Palmier, du type Graminéen prénodesme et du type Graminéen plagiodesme; en hachures, zones de croissance à la germination (schéma). C. Rapports organographiques entre différents types d'embryons (schéma).

de cette radicule qui, sous le nom de *coléorhize*, recouvre une ou plusieurs *racines hypocotylaires*. Même lorsque ce vestige radiculaire fonctionne à la germination par ses poils absorbants, il ne possède pas une structure de racine mais se rapproche beaucoup de certaines formes germinatives des embryons d'Orchidacées. L'analogie entre la piléole, qui est un membre foliaire, et la coléorhize, qui est l'écorce radiculaire, n'est donc qu'apparente, et des expressions comme « A la coléoptile correspond, dans la partie inférieure de l'embryon, la coléorhize » [A. Reznik ([5])], sont à éviter. L'entrenœud d'empattement, entre l'embryon et la piléole, mérite, par sa structure particulière (endoderme) et sa faculté d'émettre des racines, d'être distingué sous le nom d'*entrenœud du blaste*.

2° *Rapport avec les autres Monocotylédones.* — La germination d'un tel embryon, avec un blaste déjà très différencié, est banale. Le protocorme

n'évolue pas et le bourgeon cotylédonaire s'accroît selon des modalités de détail variables avec les groupes (*fig.* B).

Dans la germination « rémotive » (L. Cl. Richard) de certaines Monocotylédones (Palmiers, Liliacées) l'ensemble du blaste est éloigné de la graine et enterré avant de se développer en plantule [C. L. Gatin ([6]), P. Chouard ([7]), Lucy Boyd ([8])]. D'après l'interprétation classique, ce processus serait dû à l'allongement géotrope positif du « pétiole cotylédonaire ». La conception du protocorme, en permettant d'imputer à l'axe épicotylé cet allongement intercalaire entre le sommet défini (suçoir) et le bourgeon latéral, est infiniment plus satisfaisante pour l'esprit (*fig.* B).

Notre conception, en distinguant nettement l'axe proembryonnaire, ou protocorme, de son bourgeon latéral, en situant le dit bourgeon à l'aisselle du cotylédon et en ramenant l'endogénie des racines séminales à son exacte signification, facilite grandement les comparaisons avec les autres types d'embryons. En ce qui concerne, par exemple, les embryons monocotylés évolués évoqués plus haut, les différences portent surtout sur la localisation des zones méristématiques intervenant à la germination. En ce qui concerne les embryons monocotylés rudimentaires du type orchidéen la comparaison est à établir au stade protocorme; celui des Graminées (moins le blaste) apparaît bien alors l'équivalent de l'embryon entier des Orchidacées auquel le terme de protocorme est déjà précisément appliqué (Noël Bernard). Tandis que chez les Graminées les différenciations de l'embryon sont séminales, précoces et régulières, chez les Orchidacées elles ne se produisent qu'à la germination sous l'action de facteurs extérieurs particuliers, mycorhizes ou autres stimulants expérimentaux.

Les comparaisons avec les embryons dicotylédonés sont également facilitées (*fig.* C). D'une part, on connaît des Dicotylédones dont l'embryon est acotylé ou monocotylé. D'autre part, beaucoup d'embryons dicotylés présentent des bourgeons cotylédonaires qui, lorsque la tigelle est expérimentalement ou accidentellement détruite, se substituent à cette dernière. Chez les Graminées, la tigelle (axe épicotylé) se trouve héréditairement adaptée à une fonction de suçoir et régulièrement remplacée par le bourgeon latéral.

3° *Conclusions.* — La notion du protocorme et du blaste, déduite d'une interprétation renouvelée des organes de l'embryon, permet de rechercher les analogies entre divers types d'embryons à des stades équivalents de leur développement. Ainsi les « termes de passage » entre Monocotylédones et Dicotylédones postulés, en 1954, par R. Souèges ([9]), d'après les données de l'embryogénie, sont rendus plus évidents par nos arguments tirés de l'organographie.

([1]) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1260 et 2085.

(2) Les termes proposés sont donnés en caractère italique.

(3) *Bull. Soc. bot. Fr.*, **84**, 1937, p. 563-565.

(4) *Éléments de physiologie végétale et de botanique*, Paris, 1815.

(5) *Rev. gén. Bot.*, **46**, 1934, p. 385-419.

(6) *Ann. Sc. nat. Bot.*, 9e série, **3**, 1906, p. 191-312.

(7) *Ann. Sc. nat. Bot.*, 10e série, **13**, 1931, p. 131-323.

(8) *Trans. Bot. Soc. Edinburgh*, **31**, 1932, p. 1-224.

(9) *Ann. Sc. nat. Bot.*, 11e série, **15**, 1954, p. 19.

MORPHOLOGIE VÉGÉTALE. — *Particularités du bourgeonnement axillaire chez les Linaires.* Note de Mme **Marguerite Champagnat**, présentée par M. Lucien Plantefol.

L'étude anatomique et cytologique des aisselles épicotylaires de sept espèces de Linaires, appartenant aux divers groupes morphologiques du genre, montre l'absence fréquente du méristème axillaire et la généralité d'un bourgeonnement épidermique très caractéristique. Des exemples d'initiation sous-épidermique et de bourgeons d'origine profonde enfouis dans des tissus très différenciés sont également décrits.

Dans des Notes précédentes, nous avons montré que, sur l'épicotyle et les pousses hypocotylaires rampantes non florifères de *Linaria chalepensis* Mill., les ébauches axillaires manquent totalement (1). De plus, après décapitation de ces pousses, on peut provoquer la dédifférenciation d'une cellule épidermique au niveau de ces aisselles collenchymateuses (2). Malgré leur localisation ces bourgeons ont une origine et un développement identiques à ceux observés sur les hypocotyles (3).

Ces faits nous ont conduite à étudier systématiquement les aisselles de Linaires appartenant aux divers types morphologiques connus (4). Nous résumerons ici les observations faites sur les épicotyles de plantes cultivées à la lumière solaire directe (Jardin botanique de Clermont). Pour chaque espèce, 50 aisselles fixées, soit au liquide de Regaud, soit au mélange de Chamberlain ont été coupées en série à 5 μ et colorées, suivant le fixateur utilisé, soit à l'hématoxyline de Regaud, soit au tannin ferrique (méthode de Sharman) (5).

Le tableau ci-après résume les résultats obtenus.

1° Toutes les espèces possèdent des « aisselles vides » en nombre considérable, à l'exception de *L. dalmatica* Mill., plante bisannuelle particulièrement vigoureuse. On est donc en présence d'une tendance très générale du genre, dont la signification est soulignée dans une autre Note (6).

2° Fait nouveau et très important, on observe fréquemment des bourgeons épidermiques bien caractérisés (*fig.* 1). Les *Linaria reticulata* Desf., *L. bipartita* Wild., *L. supina* Desf. sont particulièrement typiques à cet égard, puisque 50 % environ de leurs aisselles en possèdent. Soulignons

qu'il s'agit d'organes développés en présence du sommet végétatif en croissance, donc appartenant à la morphogenèse normale des plantes. Si l'on fait un rapprochement avec les dédifférenciations provoquées expérimentalement ([2]) chez la *L. chalepensis* Mill., on notera que, dans le dernier cas, le pouvoir de bourgeonnement épidermique existe dans toute aisselle vide, mais est inhibé par le sommet apical; tandis que, dans le cas présent, les ébauches épidermiques se sont d'abord formées, puis ont eu leur développement inhibé par dominance apicale. Gregory et Veale ([7]) ont d'ailleurs montré récemment qu'une telle dominance pouvait conduire à la disparition totale des bourgeons axillaires du Lin. Sur 50 aisselles observées, on a ainsi en puissance 42 bourgeons superficiels chez la *L. triphylla* L., 49 chez la *L. chalepensis* Mill., 37 chez la *L. reticulata* Desf., 46 chez la *L. bipartita* Wild. et 50 chez la *L. supina* Desf. C'est-à-dire que cette tendance si spéciale caractérise parfaitement l'épicotyle des Linaires.

État des aisselles foliaires et origine des bourgeons axillaires sur l'épicotyle de quelques espèces de Linaires.

	Sur 50 aisselles étudiées, on observe les nombres suivants :				
Espèces étudiées.	aisselles vides.	bourgeons épidermiques.	bourgeons sous-épidermiques.	bourgeons profonds.	bourgeons d'origine douteuse (trop développés).
L. supina............	28	22	0	0	0
L. triphylla.........	40	2	0	0	8
L. chalepensis.......	41	8	0	0	1
L. reticulata.........	13	24	6	3	4
L. bipartita..........	19	27	2	2	0
L. striata............	14	0	4	32	0
L. dalmatica.........	4	0	2	34	10

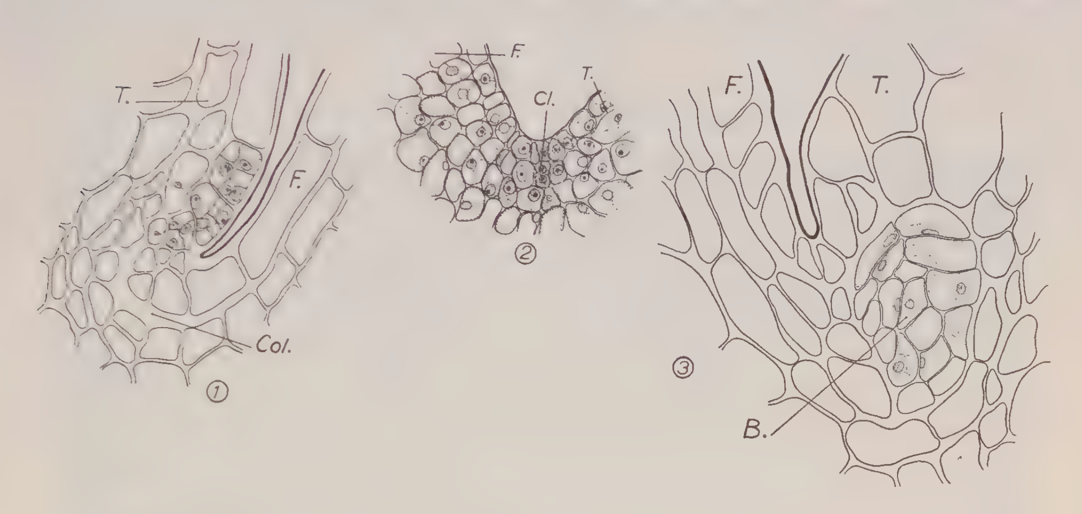
Trois remarques peuvent être faites :

a. Aisselles vides et bourgeons épidermiques ne sont pas obligatoirement liés aux épicotyles rampants et condamnés à mort avant la floraison par l'influence inhibitrice des rameaux hypocotylaires vigoureux. Chez la *L. supina* en effet, l'épicotyle reste dressé et fleurit normalement.

b. Les Linaria striata D. C. et *L. dalmatica* Mill. se singularisent par l'absence totale de cloisonnements superficiels et par la relative rareté des aisselles vides. Or, ce sont les deux seules espèces non annuelles étudiées. Il faudra donc rechercher si d'autres Linaires vivaces se comportent de manière analogue.

2° Nous avons pu observer un petit nombre de bourgeons d'origine sous-épidermique. La figure 2 illustre un exemple pris chez *L. dalmatica*. On remarque un certain nombre de cellules méristématiques appartenant

à l'épiderme et aux deux assises sous-jacentes. Mais c'est dans l'assise sous-épidermique qu'apparaît la première cloison (Cl). Des stades plus avancés montrent que l'épiderme ne subit pas de cloisonnements anticlinaux et ne participe pas à l'édification de l'axe du bourgeon. De même,



Aisselles foliaires et bourgeons axillaires sur l'épicotyle de quelques espèces de Linaires.
1, bourgeon épidermique; 2, bourgeon sous-épidermique (*L. dalmatica*); 3, bourgeon axillaire arrêté dans son développement (*L. dalmatica*).
F, feuille; T, tige; Cl, cellule sous-épidermique divisée par une cloison.

la troisième assise se cloisonne tardivement, alors que la deuxième a déjà engendré un massif cellulaire important. On est donc en présence d'une caulogenèse plus superficielle que celle observée habituellement. Une ontogenèse analogue a déjà été décrite pour les bourgeons surnuméraires de *Chænorrhinum minus* L. ([8]).

3° Une conséquence de ce qui précède est que les axillaires de formation normale sont rares sur les épicotyles des espèces étudiées, exception faite pour *L. striata* D. C. et *L. dalmatica* Mill. Mais sur cette dernière certains aspects curieux doivent être signalés : on observe, inclus dans une gaîne de parenchyme très différencié, et parfois même dans un collenchyme, un massif de cellules plus petites, à parois minces, ayant conservé des caractères plus méristématiques que leurs voisines (*fig.* 3). Tout se passe comme si un bourgeon axillaire, initié précocement, avait été trop fortement inhibé pour subir une organisation quelconque et était resté enfoui dans les tissus voisins en maturation rapide.

([1]) M. Champagnat, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 963.
([2]) M. Champagnat, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1264.
([3]) M. Champagnat, *Ann. Sc. Nat. Bot.*, 2e série, 1951, p. 121.
([4]) M. Champagnat, *Bull. Soc. Bot. Fr.* (Mémoires), 1952, p. 166.

(5) B. C. Sharman, *Stain Techn.*, 18, 1943, p. 105.
(6) M. Champagnat et J. Berthier, *Bull. Soc. Bot. Fr.* (sous presse).
(7) F. G. Gregory et J. A. Veale, *Symp. Soc. f. Exptl. Biol.*, 11, n° 1, 1957.
(8) M. Champagnat, *Ann. Sc. Nat. Bot.*, 2e série, 15, 1954, p. 21.

(*Laboratoire de Botanique, Faculté des Sciences, Clermont-Ferrand.*)

PHYSIOLOGIE. — *Influence d'un sulfamide hypoglycémiant, l'aminophénurobutane* BZ 55, *sur la gestation de la ratte.* Note de M. **Herbert Tuchmann-Duplessis** et Mme **Lucette Mercier-Parot**, présentée par M. Robert Courrier.

L'administration du 1er au 12e jour de la gestation de quantités croissantes d'aminophénurobutane BZ 55 provoque des accidents dont la fréquence et la gravité sont proportionnelles aux doses employées. Avec 200 et 350 mg par jour on observe des anomalies fœtales et des avortements.

L'équilibre glucidique de la mère joue vraisemblablement au cours de la gestation un rôle important, mais encore incomplètement élucidé. Un exemple bien connu de l'influence nocive de l'hyperglycémie nous est fourni par la diminution de la fertilité chez les femmes diabétiques ou prédiabétiques. Leur grossesse est grevée d'accidents fréquents et la perturbation du développement fœtal se traduit par une augmentation du pourcentage des malformations. Les conséquences de l'hypoglycémie maternelle n'ont été, par contre, que rarement étudiées sur le plan clinique comme sur le plan expérimental.

Nous rapportons ici les observations faites sur des rattes traitées par un sulfamide hypoglycémiant.

Des rattes primipares d'un poids moyen de 150 à 170 g ont été divisées en cinq lots : l'un témoin et quatre traités. Pour ces derniers on ajoute quotidiennement à la nourriture habituelle respectivement 60, 150, 200, 350 mg d'aminophénurobutane BZ 55 à partir de la fécondation jusqu'au 12e jour. L'évolution de la gestation est suivie par des frottis vaginaux quotidiens, des pesées régulières et les animaux sont sacrifiés le 16e jour.

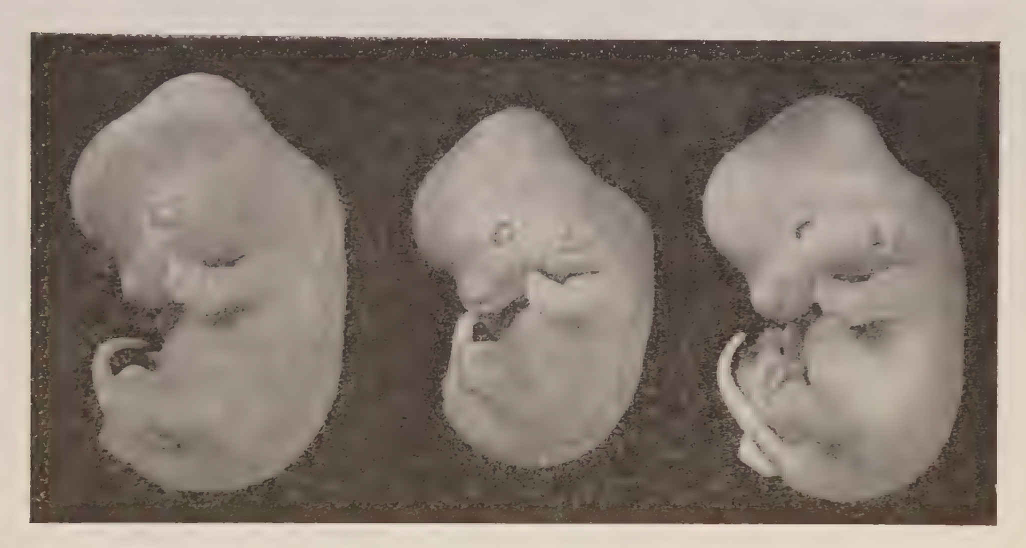
Les résultats résumés dans le tableau sont homogènes.

Doses quotidiennes de sulfamide (mg).	Nombre de rattes.	Avortements.	Nombre de fœtus vivants.	Nombre de fœtus morts.	Nombre de fœtus anormaux.
Témoins	5	0	45	0	0
60	9	0	81	2	0
150	6	2	23	5	1
200	6	0	39	17	8
350	7	7	—	—	—

Si les faibles doses d'aminophénurobutane BZ 55 ne modifient pas

l'évolution de la gestation, des doses plus fortes provoquent des avortements et des malformations.

Ainsi chez les rattes du troisième groupe (150 mg par jour de BZ 55) deux femelles avortent et les autres donnent 23 fœtus vivants dont un présente une microphtalmie. Dans le quatrième groupe par contre (200 mg par jour de BZ 55) la fréquence des résorptions fœtales et des malformations est accrue : on trouve 17 nodules de résorption et sur 39 fœtus vivants



Fœtus de 16 jours, à gauche d'une mère témoin, à droite deux fœtus microphtalmes, de taille réduite, issus d'une mère traitée.

8 présentent des microphtalmies ou des anophtalmies uni et bilatérales (*fig.*). De plus les fœtus de ce groupe souvent de taille réduite ont une grande fragilité vasculaire qui se traduit par l'existence fréquente d'hématomes siégeant, soit au niveau de la tête, soit le long du rachis. Enfin des doses plus fortes, 350 mg, interrompent la gestation chez toutes les rattes entre les 11ᵉ et 13ᵉ jours.

Ce sulfamide hypoglycémiant ne s'avère donc réellement nocif pour le développement fœtal que dans les cas où les mères reçoivent quotidiennement des doses égales ou supérieures à 150 mg. Mais, si de fortes doses de BZ 55 s'avèrent capables de provoquer des malformations, le mécanisme de cette action tératogène reste à élucider.

Le rôle de l'hypoglycémie dans le déterminisme des accidents observés paraît pour l'instant douteux. En effet, dans des expériences parallèles, au cours desquelles nous avons réalisé des états hypoglycémiques par injections d'insuline, nous n'avons pas observé de perturbations du développement fœtal. Sur un premier groupe de sept rattes, maintenu à un régime normal, qui reçut 8 U. I. d'insuline les 6ᵉ, 7ᵉ, 8ᵉ et 9ᵉ jours après

l'accouplement, la gestation évolua normalement. Aucun des 61 fœtus prélevés ne présente d'anomalies. Dans un deuxième groupe, neuf rattes furent soumises au même traitement insulinique mais en plus furent privées de toute nourriture pendant les heures qui suivent l'injection, et cela jusqu'à l'apparition d'une crise hypoglycémique aiguë avec convulsions. Malgré ces hypoglycémies répétées nous n'avons observé sur 67 fœtus aucune anomalie.

Signalons que Lichtenstein et coll. (1) en utilisant une insuline retard ont observé chez le Rat un petit nombre de malformations discrètes. Chez l'embryon de poulet par contre, l'hormone pancréatique s'avère douée d'un fort pouvoir tératogène (2) et il en serait de même pour le fœtus de lapin (3).

L'absence d'accidents chez nos rattes soumises, par injection d'insuline, à des hypoglycémies aiguës et transitoires n'élimine pas mais rend peu probable le déterminisme hypoglycémique des malformations observées sous l'effet de l'aminophénurobutane BZ 55.

(1) H. Lichtenstein, G. M. Guest et J. Warkany, *Proc. Soc. Exp. Biol. Med.*, 78, 1951, p. 398.

(2) W. Landauer, *Growth*, 17, 1953, p. 87.

(3) G. Chomette, *Beitr. path. Anat.*, 115, 1955, p. 439.

(*Laboratoire d'Embryologie, Faculté de Médecine, Paris.*)

PHYSIOLOGIE. — *Sur la durée minima de mouvements volontaires de flexion et d'extension.* Note (*) de M. **Simon Bouisset**, présentée par M. Léon Binet.

Au cours de recherches sur la physiologie du mouvement qu'il nous est possible de réaliser grâce au piézodynamographe du Centre d'Études scientifiques de l'Homme, notre attention a été attirée par l'intérêt que pouvait présenter la prise en considération de la durée minima d'exécution des mouvements.

1. *Protocole expérimental.* — On sait que le piézodynamographe enregistre la variation continue, en fonction du temps de la résultante, changée de signe, des forces appliquées au centre de gravité du sujet : le piézodynamographe permet donc d'évaluer des temps.

En ce qui concerne le mouvement de flexion du tronc et des jambes et le mouvement inverse d'extension, avec arrêt en flexion, les courbes expérimentales ont une allure sinusoïdale. La courbe figurée (*fig.* 1) représente les enregistrements-types suivant la composante verticale, qui est prépondérante dans chacun des deux cas envisagés (1).

Nous appelons T_1 et T_2, la durée de chacune des phases de la flexion

comptées sur la composante verticale; T'_1 et T'_2 les éléments analogues de l'extension.

On a enregistré 54 sujets, d'âge comparable, sur 24 mouvements de flexion et 24 mouvements de redressement chacun; un intervalle d'environ 2 s séparait deux mouvements consécutifs. Ces mouvements étaient effectués à des vitesses

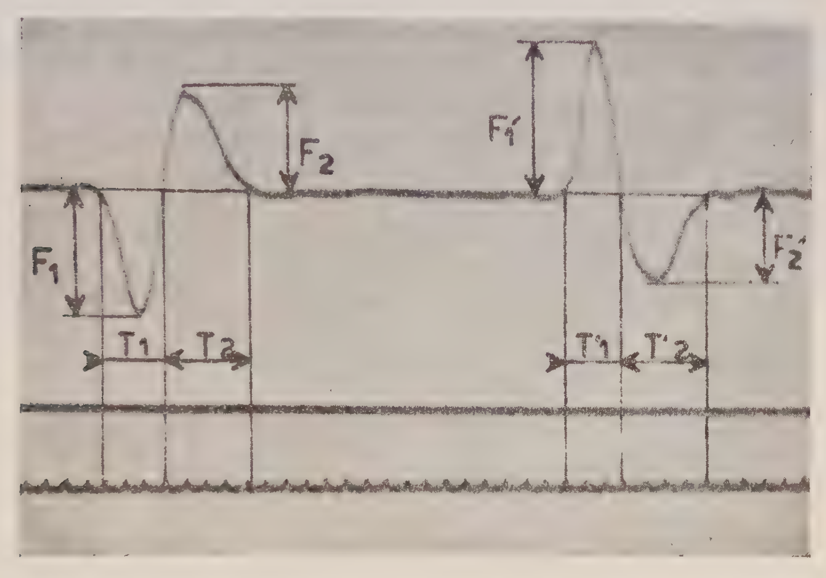


Fig. 1.

spontanées, allant de la plus lente compatible avec un mouvement continu, à la plus rapide possible. Les cadences n'étaient bien entendu pas imposées, ni à l'aide d'un métronome, ni de tout autre instrument similaire. On incitait seulement les sujets à aller plus vite ou plus lentement.

Les courbes dépouillées, on a retenu pour chaque sujet, la valeur minima du temps de flexion $(T_1 + T_2)_m$ et la valeur minima du temps de redressement $(T'_1 + T'_2)_{m'}$ exprimées en centièmes de seconde.

2. *Résultats.* — *a.* Les coefficients de corrélation, r, obtenus sont les suivants :

$(T_1 + T_2)_m - (T'_1 + T'_2)_m$,	$r = 0,67$;
$(T'_1 + T'_2)_m$ — Poids du sujet,	$r = 0,08$;
$(T'_1 + T'_2)_m$ — Taille,	$r = 0,01$;
$(T'_1 + T'_2)_m$ — Hauteur du tronc,	$r = -0,21$;
$(T'_1 + T'_2)_m$ — Longueur du membre supérieur,	$r = 0,1$;
$(T'_1 + T'_2)_m$ — » » inférieur,	$r = -0,03$.

b. Nous avons testé par le test du χ^2 la normalité des deux distributions :

$$(T_1 + T_2)_m \begin{cases} m = 66,61; \\ \sigma = 5,60; \end{cases} \qquad (T'_1 + T'_2) \begin{cases} m' = 60,54; \\ \sigma' = 6,33. \end{cases}$$

On peut dans chaque cas retenir l'hypothèse de la normalité à la probabilité de 95 %.

Par ailleurs nous avons étudié si les temps minima moyens de flexion et de redressement pouvaient être considérés comme différents : la différence $(m - m')$ est très hautement significative $(P = 0,99)$.

Nous avons enfin éprouvé la linéarité de la liaison entre $(T_1 + T_2)_m$ et $(T'_1 + T'_2)_m$, en comparant deux estimations de la variance résiduelle par le test F de Snédécor. La valeur trouvée (1,27) est nettement inférieure aux nombres 1,88 et 2,49 de la table à $P = 0,05$ et $P = 0,01$.

La régression peut donc être considérée comme linéaire.

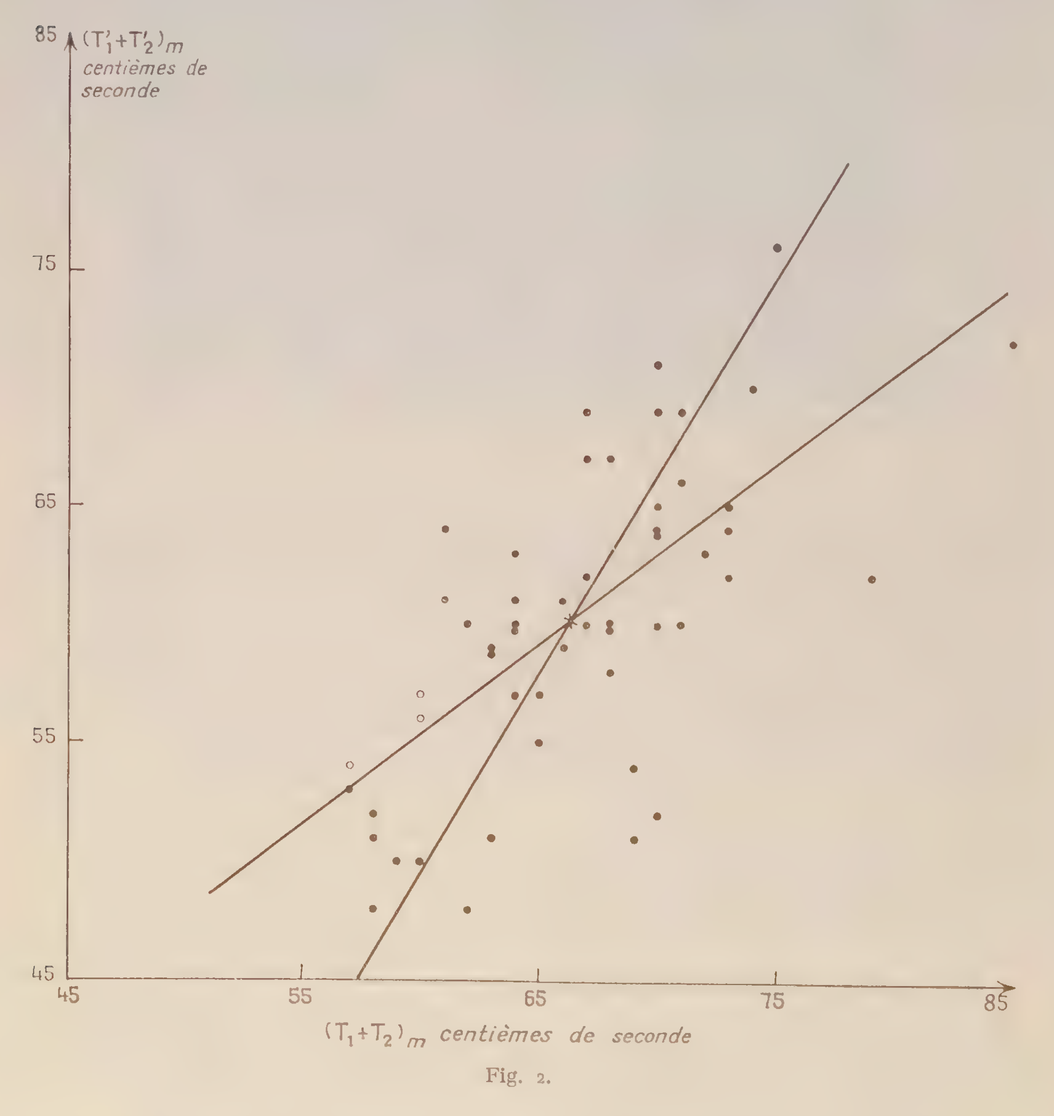


Fig. 2.

3. *Interprétation des résultats.* — En ce qui concerne le sujet moyen de la population étudiée, on constate que son temps minimum de redressement est

significativement plus court que son temps minimum de flexion : dans ces conditions extrêmes de fonctionnement, il se relève donc plus vite qu'il ne se baisse (*fig.* 2).

Par ailleurs, la seule corrélation significative est celle liant les caractéristiques de durée minima des mouvements inverses : le temps minimum de flexion est linéairement lié au temps minimum de redressement.

On constate enfin qu'il n'existe pas de corrélation significative entre les temps minima et les poids, taille, longueur des segments anatomiques (tronc, membre inférieur, membre supérieur).

Nous poursuivons actuellement nos recherches afin de déterminer la variabilité intra-individuelle de ces données de durée minima.

(*) Séance du 16 décembre 1957.
(1) S. Bouisset, *Thèse Doctorat ès sciences*, Toulouse, 1956.

NEUROPHYSIOLOGIE. — *Dérivation endocytaire simultanée de l'activité de différents neurones*, in situ. Note de M. **Nicolas Chalazonitis** et Mme **Angélique Arvanitaki-Chalazonitis**, transmise par M. Albert Policard.

Il est possible, en procédant par microdérivations endocytaires multiples, de contrôler simultanément les activités de plusieurs somata d'identités définies, sur la face dorsale des ganglions viscéraux d'*Aplysia* (*fig.* 1).

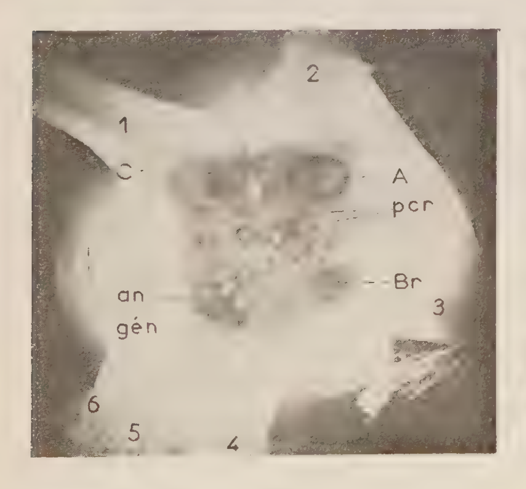


Fig. 1.



Fig. 2.

Fig. 1. — Face dorsale du ganglion d'*Aplysia faciata*. On identifie : le soma A avec un cortège de petits somata (p. c. r.); les somata Br, C, *an*, *gén*, respectivement à l'origine des nerfs branchial (3), pleurogénital (1), anal (6) et génital (5). Échelle : 500 μ.

Fig. 2. — Deux microélectrodes, respectivement dans le soma A et dans un soma voisin (p. c. r.). Échelle : 100 μ.

Ici, les potentiels du soma A furent étudiés simultanément à ceux de l'un des autres somata du ganglion (*fig.* 2), soit en absence de tout stimulus extrinsèque, soit pendant une activation synaptique.

Les enregistrements obtenus sur plus de 30 préparations, ont d'une part permis de reconnaître pour chacun des somata examinés, une configuration propre caractéristique des potentiels d'activité. En l'absence de stimulus extrinsèque : fréquence propre des pointes; leur groupement sur ondes lentes (soma Br); absence ou présence de potentiels positifs interposés entre les pointes (somata *an*, *gén*, certains p. c. r.); construisent pour chaque soma considéré, des « motifs » d'activité idiorythmiques, facilement reconnaissables.

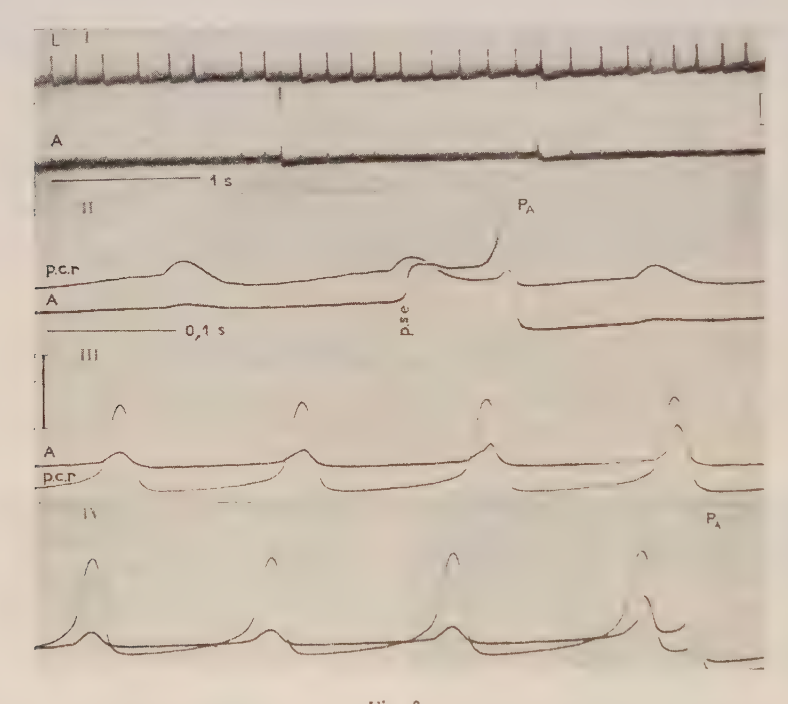


Fig. 3.

I. Microdérivation simultanée des potentiels du soma L et du soma A. Autoactivité du soma L avec pointes à la fréquence 6 s et potentiels positifs; autoactivité indépendante de A, à la fréquence de 3/5 s. Échelle : 40 mV pour A; 80 mV pour L.

II. Microdérivation simultanée des potentiels du soma A et d'un soma p. c. r. pendant une stimulation faible constante du connectif. L'activation orthodrome maximale de A (p. s. e., potentiel post-synaptique d'excitation) coïncide avec l'activation sous-liminaire de p. c. r.

III. Autoactivité maximale de p. c. r., entraînement synchrone sous-liminaire gradué de A.

IV. Autoactivité maximale de p. c. r., entraînement liminaire de A (P_A). Échelle : 30 mV pour A; 60 mV pour p. c. r.

D'autre part, les rapports fonctionnels entre les cellules examinées se classent en deux types principaux :

a. Indépendance des activités : en général constatée entre A et C; entre A

et *gén.* ou *an.* (distants de 0,5 à 1 mm), indépendance aussi entre A et L (*fig.* 3, I), distants de moins de 200 μ. Elle est manifeste autant pendant l'autoactivité que pendant la stimulation d'un nerf.

b. Coordination des activités, de règle entre le soma A et les somata p. c. r., tous synaptiquement activables par la voie du connectif pleuro-branchial (2, *fig.* 1). La coordination peut affecter deux aspects :

1° *Synergique* : pendant la stimulation portée sur le connectif, l'activation est synchrone sur les somata considérés (*fig.* 3, II). En absence de stimulation du nerf, on observera des synchronisations des pointes entre somata synergiques autoactifs. Si l'un d'eux est seul autoactif, on observera l'entraînement synchrone sous-liminaire (*fig.* 3, III) ou liminaire (*fig.* 3, III) du soma synergique apparié.

2° *Antergique* : pendant la stimulation du connectif, aux potentiels post-synaptiques négatifs d'excitation enregistrés sur l'un des somata, correspondent des potentiels post-synaptiques positifs d'inhibition sur le soma apparié (soma A et certains p. c. r.).

ENDOCRINOLOGIE. — *Action de la cortisone et de l'hydrocortisone sur la teneur de la surrénale du Rat et de la Souris en substances hypertensives.* Note de MM. **Alfred Jost** et **Jacques Roffi**, présentée par M. Robert Courrier.

L'injection de cortisone ou d'hydrocortisone à des rats à divers stades du développement — du fœtus à l'adulte — ou à des souris, provoque une élévation du contenu hypertenseur des surrénales.

Au cours de recherches sur la production par les glandes endocrines du fœtus de substances hypertensives, recherches entreprises à propos d'une race de lapin présentant *in utero* des lésions nécrosantes des extrémités (acroblapsie héréditaire) ([1]), nous avons eu l'occasion de faire diverses observations sur les surrénales ([2]). Chez un petit nombre de fœtus décapités de lapin ou de rat, nous avons observé une réduction du contenu hypertenseur des surrénales; chez d'autres, soumis à l'action de la cortisone, la modification était inverse.

Or à la suite d'expériences sur les Vertébrés inférieurs ou les Mammifères, plusieurs auteurs ont suggéré l'existence de relations entre la production de catéchols hypertenseurs par la médullo-surrénale et l'activité de la corticosurrénale ([3]), ([4]), ([5]), ([6]) ou montré l'influence opposée sur la médullosurrénale de l'hypophysectomie ([6]), ([7]), ([8]) et d'injections de corticostimuline ([6]), ([8]), ([9]) ou d'hormones corticosurrénaliennes ([3]), ([5]), ([6]). Nous avons étudié chez des animaux intacts (souris et rats blancs), à divers stades du développement, l'action d'un traitement par des corticoïdes.

Une suspension microcristalline d'acétate de cortisone ou d'acétate d'hydrocortisone (Roussel) a été injectée par voie sous-cutanée aux animaux à étudier (à la mère, dans le cas des fœtus), selon les modalités résumées dans le tableau. Ce traitement provoque généralement une perte de poids des animaux. Les témoins reçoivent dans les mêmes conditions une injection d'eau salée.

Animal.	Traitement. Dose quotidienne.	Nombre d'injections.	(*) (%).
5 fœtus de rat de 21 jours..........	1,2 à 2,8 mg C (**)	8 (à la mère)	+ 20
7 » »	10 »	6 (à la mère)	+ 40
5 » »	10 »	6 (à la mère)	+ 30
3 rats de 3 jours (10 g)............	0,3 »	4	+ 63
3 rats de 12 jours..................	0,03 »	5	+ 7
Rat de 21 jours (35 g)............	0,6 »	4	+100
Rat ♀ adulte (env. 180 g).........	1,2 »	15	+ 40
» »	1,2 mg H (**)	21	+ 52
» »	1,8 »	15	+ 50
» »	1,8 »	17	+ 77
Rat ♀ adulte (pleine).............	1,2 à 2,8 mg H	8	+ 70
Souris ♀ adulte (env. 40 g.).......	0,6 mg C	4	+ 25
» »	0,6 »	5 (1 jour sur 2)	+ 52
» »	0,6 »	8	+100
» »	0,6 mg H	8	+118
» »	2,4 mg C	2	+ 80

(*) Différence entre l'activité hypertensive des surrénales des injectés et des témoins (% de la valeur des témoins).

(**) C, cortisone acét.; H, hydrocortisone acét.

Pour chaque expérience on a préparé deux extraits à partir du même nombre de surrénales, l'un avec les glandes des animaux soumis aux corticoïdes, l'autre avec celles des témoins. Dans le cas des fœtus ou des jeunes rats on a traité ensemble les glandes de plusieurs animaux. Les surrénales sont simplement broyées dans un volume connu d'eau salée à 9 ‰ légèrement acide, et l'extrait séparé par centrifugation. L'activité hypertensive de ces extraits a été mesurée par leur action sur la pression carotidienne du Rat anesthésié à l'éthyluréthane, selon la technique de Landgrebe, Macaulay et Waring [10] légèrement modifiée. On injecte alternativement 0,1 ml de chaque extrait par voie intraveineuse, de manière à faire alterner sur le même tracé les courbes relatives aux animaux injectés ou aux témoins.

L'activité hypertensive de chaque extrait est estimée par la valeur, sur

l'enregistrement graphique, de l'élévation de pression produite; la différence entre les surrénales des animaux injectés ou témoins a été exprimée en pour-cents de la valeur trouvée pour les témoins. Dans un certain nombre de cas on a reproduit l'élévation de la pression provoquée par les extraits, en injectant des quantités connues d'adrénaline. On peut ainsi exprimer la valeur hypertensive des extraits par un équivalent en adrénaline.

Le résultat des 16 expériences rapportées dans le tableau est absolument constant : les surrénales de tous les animaux injectés quel que soit leur âge, renferment un contenu hypertensif plus élevé que celui des témoins.

La différence la plus faible (rats de 12 jours) a été observée dans le cas où la dose d'hormone injectée était la plus faible.

La différence entre animaux injectés et témoins est également perceptible dans les coupes histologiques colorées selon la technique de Mac Manus, et qui montrent chez les animaux injectés, à côté d'une involution du cortex, une coloration plus intense de la zone médullaire que chez les témoins.

Ce résultat global, dont nous entreprenons l'analyse détaillée tant du point de vue de la nature des substances hypertensives contenues dans les surrénales que des corrélations endocriniennes en cause, vient s'inscrire dans la série des recherches encore parcellaires consacrées aux corrélations entre l'hypophyse, la corticosurrénale et la médullosurrénale [(3) à (10)].

Il est possible que l'analyse des corrélations entre les hormones du cortex et le fonctionnement de la médulla dévoile un jour l'utilité physiologique de l'association intime entre ces deux glandes chez la plupart des Vertébrés.

(1) A. Jost, *Arch. Franç. Pédiatrie*, 10, 1953, p. 855.

(2) Dans trois cas sur quatre examinés jusqu'ici, les surrénales de fœtus homozygotes, porteurs d'hémorragies des extrémités présentaient un contenu hypertenseur plus élevé que celles des fœtus hétérozygotes normaux, des mêmes portées.

(3) G. Lehmann etH. Kinzius, *Pflügers Arch.*, 251, 1949, p. 404.

(4) D. M. Shepherd et G. B. West, *Brit. J. Pharmacol.*, 6, 1951, p. 665.

(5) G. Lehmann et H. Kinzius, *Pflügers Arch.*, 254, 1951, p. 257.

(6) C. E. Rapela et M. F. Gordon, *Rev. Soc. Argent. Biol.*, 32, 1956, p. 75.

(7) B. A. Houssay, R. Gerschmann et C. E. Rapela, *Rev. Soc. Argent. Biol.*, 26, 1950, p. 29.

(8) B. Hökfelt, *Acta Physiol. Scand.*, 25, suppl. 92, 1951.

(9) U. S. von Euler et R. Luft, *Acta Endocrinologica*, 3, 1949, p. 323.

(10) F. W. Landgrebe, M. H. F. Macaulay et H. Waring, *Proc. Roy. Soc. Edinburgh*, B. 62, 1946, p. 202.

(*Laboratoire de Physiologie comparée, Faculté des Sciences, Paris.*)

ENDOCRINOLOGIE. — *Évolution de la concentration de l'acide ascorbique dans les surrénales d'embryons de Rat, au cours des derniers jours de la gestation.* Note de Mlle **Alia Cohen**, présentée par M. Robert Courrier.

On constate une augmentation de la teneur en acide ascorbique dans les surrénales fœtales du Rat de 17 à 21 jours. Il est possible de distinguer deux phases d'accumulation : entre 18 et 19 jours d'une part, 20 et 21 jours d'autre part.

On connaît l'importance physiologique des variations du taux d'acide ascorbique dans les surrénales du Rat adulte [1].

En ce qui concerne l'embryon de Rat, une étude systématique, à l'aide d'un dosage, de la concentration de l'acide ascorbique dans les surrénales en fonction de l'âge n'a pas encore été réalisée. Cependant Jones, Lloyd et Wyatt [2] ont dosé, au 21e jour de la gestation, la concentration de l'acide ascorbique dans les surrénales de fœtus issus de mères normales ou injectées de corticostimuline. Lever [3] a observé sur coupes la répartition de l'acide ascorbique dans les surrénales embryonnaires : l'acide ascorbique est surtout localisé dans la médulla de 16 à 18 jours *post coïtum*, et à la fois dans le cortex et la médulla à 20 jours *post coïtum*.

Chez l'embryon de poulet, Case [4] a constaté une forte augmentation du taux d'acide ascorbique dans les surrénales entre 13 et 14 jours d'incubation.

Nos expériences ont porté sur un lot de 44 rattes blanches provenant d'un élevage homogène (Charentes-Maritimes) et recevant toutes la même nourriture (biscuits Causse). Les rattes ont été mises au mâle la nuit (vers 20 h) et un frottis a décelé les spermatozoïdes le lendemain matin (vers 10 h) : on a admis que les femelles ont pris le mâle à 3 h $\pm$ 7 h. Les rattes ont été sacrifiées 17, 18, 19, 20 et 21 jours *post coïtum*. Le poids des rattes utilisées, au moment du sacrifice, a varié de 165 à 215 g (après avoir retranché le poids de leurs fœtus). Elles ont été assommées, puis saignées; les surrénales prélevées, pesées et l'acide ascorbique qu'elles contiennent dosé par la méthode de Roe et Kuether [5].

Par portée, deux ou trois embryons de même sexe ont été prélevés, pesés, disséqués; leurs surrénales pesées ensemble sur une balance de précision et leur acide ascorbique dosé par la même méthode.

Les résultats ont été résumés dans le tableau ci-contre. Ils expriment la moyenne des chiffres obtenus pour chaque stade fœtal envisagé.

En moyenne le taux d'acide ascorbique dans les surrénales maternelles est relativement homogène.

La quantité d'acide ascorbique contenue dans deux surrénales fœtales augmente rapidement en fonction de l'âge de l'embryon. Mais l'accumu-

lation d'acide ascorbique est plus rapide entre 18 et 19 jours, ou 20 et 21 jours, qu'entre 17 et 18 jours, ou 19 et 20 jours.

Age de l'embryon ± 7 h.	Acide ascorbique dans les surrénales maternelles en µg pour 100 mg de glande.	Poids de deux surrénales fœtales (mg).	Acide ascorbique dans les surrénales fœtales en µg		
			pour deux surrénales ± σ.	pour 100 mg de glande ± σ.	
17 jours 11 h...	316 (8)	0,79 [23]	1,47 ± 0,28	185 ± 28	
					$p < 0,1$
18 jours 11 h...	321 (10)	1,35 [32]	2,80 ± 0,38	208 ± 24	
					$p < 0,01$
19 jours 11 h...	329 (10)	2,01 [29]	5,01 ± 0,49	248 ± 29	
					$p < 0,6$
20 jours 9 h...	365 (8)	2,50 [28]	6,53 ± 0,75	256 ± 31	
					$p < 0,01$
21 jours 9 h...	337 (8)	2,61 [23]	8,54 ± 1,05	325 ± 18	

Les chiffres ( ) indiquent le nombre de portées utilisées.
Les chiffres [ ] indiquent le nombre d'embryons utilisés.

La quantité d'acide ascorbique rapportée au poids des surrénales augmente aussi de 17 à 21 jours mais plus faiblement. Entre 17 et 18 jours, l'augmentation du taux d'acide ascorbique (exprimé en microgrammes pour 100 mg de glande) n'est pas statistiquement significative (p, selon Fisher, $< 0,1$); il en est de même entre 19 et 20 jours ($p < 0,6$). Par contre, on peut noter une forte augmentation du taux d'acide ascorbique entre 18 et 19 jours et surtout entre 20 et 21 jours; ces deux augmentations sont statistiquement significatives ($p < 0,01$).

Il existe donc essentiellement deux phases d'accumulation de l'acide ascorbique entre 18 et 19 jours, d'une part, 20 et 21 jours, d'autre part.

On peut rapprocher ces faits de la répartition des lipides dans le cortex surrénal fœtal du Rat ([6]), ([7]), ([3]). La quantité de lipides augmente dans la glande de 16 à 19 jours; suit une période de remaniements du cortex entre 19 et 20 jours, puis aurait lieu une nouvelle période d'accumulation des lipides entre 20 et 21 jours ([6]).

([1]) G. Sayers et M. A. Sayers, *Physiol. Rev.*, 30, 1950, p. 244.
([2]) J. M. Jones, C. W. Lloyd et T. C. Wyatt, *Endocrinology*, 53, 1953, p. 182.
([3]) J. D. Lever, *J. Anat. G. B.*, 89, 1955, p. 293.
([4]) J. F. Case, *Ann. New York Acad. Sc.*, 55, 1952, p. 147.
([5]) J. H. Roe et C. A. Kuether, *J. Biologic. Chem.*, 147, 1943, p. 399.
([6]) A. Cohen, *C. R. Soc. Biol.*, 148, 1954, p. 321.
([7]) J. B. Josimovich, A. J. Ladman et H. W. Deane, *Endocrinology*, 54, 1954, p. 627.

(*Laboratoire de Physiologie comparée, Faculté des Sciences, Paris.*)

ENDOCRINOLOGIE. — *Recherches préliminaires sur la sécrétion de thyroxine par la thyroïde du fœtus de rat, en fin de gestation.* Note de M. **Jean-Pierre Geloso**, présentée par M. Robert Courrier.

Après injection de ^{131}I à des rattes gestantes thyroïdectomisées, le plasma des embryons contient de la thyroxine marquée; cette hormone n'a pu être décelée chez des embryons privés d'hypophyse.

S'il est actuellement bien établi que la thyroïde de l'embryon de mammifère, une fois différenciée, est capable de fixer l'iode radioactif et d'effectuer la synthèse d'hormones thyroïdiennes ([1]), ([2]), ([3]), par contre il est encore difficile de préciser dans quelle mesure ces hormones sont sécrétées dans le sang.

Une première indication a été apportée par Jost, Morel et Marois en 1949 ([4]); ces auteurs ont montré que la thyroïde du fœtus de lapin, après avoir fixé l'iode radioactif mis à sa disposition, en libère la plus grande partie dans les 24 h qui suivent.

La réaction de la thyroïde fœtale aux antithyroïdiens est un autre argument en faveur d'une sécrétion thyroïdienne; le propylthiouracile est en effet capable de provoquer l'hypertrophie de la thyroïde du fœtus de rat, même en l'absence de l'hypophyse maternelle ([5]), mais n'a plus d'action chez l'embryon hypophysectomisé ([6]), ce qui implique l'existence d'un équilibre thyréo-hypophysaire chez le fœtus.

Courrier et Zizine ([7]), d'autre part, ont constaté que, après injection de ^{131}I à la Lapine gestante, le rapport des activités globulaire et plasmatique est beaucoup plus élevé chez l'embryon que chez la mère. L'ablation de la thyroïde de la mère élève le rapport H/P maternel qui rejoint les valeurs, restées inchangées, de l'embryon. Ces observations peuvent, entre autres, conduire à l'idée que la sécrétion d'hormones thyroïdiennes fœtales (si elle existe) est si peu importante qu'elle n'exerce pas d'influence décelable sur le test utilisé. Ce résultat est à rapprocher de l'observation de Gorbman, Lissitzky, Michel, Michel et Roche ([1]) qui trouvent un très faible taux de thyroxine marquée dans le sang de l'embryon de veau après injection d'iode radioactif à la mère.

Il semblerait donc, d'après ces différents travaux que la thyroïde de l'embryon de mammifère soit capable de sécréter ses hormones, mais en faible quantité.

Dans le but de préciser ces données chez le Rat, nous avons entrepris l'expérimentation suivante sur des femelles gestantes provenant d'un élevage particulier en Charente-Maritime : quatre rattes ont été thyroïdectomisées à 20 jours *post coïtum* et sacrifiées 24 h après (soit à

21 jours p. c.); quatre rattes ont été thyroïdectomisées à 19 jours p. c. et sacrifiées 48 h après (21 jours p. c.); deux rattes ont été thyroïdectomisées à 19 jours p. c. et sacrifiées 24 h après (20 jours p. c.).

Chez ces deux dernières rattes et chez deux des femelles étudiées entre 19 et 21 jours, quelques embryons ont été décapités de manière à éliminer l'hypophyse tout en laissant la thyroïde intacte (technique de Jost), les deux opérations (thyroïdectomie maternelle et décapitation des fœtus) étant pratiquées au cours de la même anesthésie.

Tous ces animaux ont reçu une dose traceuse de ^{131}I (environ 150 μC) par voie intraveineuse, juste après l'intervention.

Le sang est prélevé au niveau du cœur et recueilli sur héparine. Le plasma est extrait directement par du butanol chlorhydrique (sauf dans deux cas où une hydrolyse trypsique a été effectuée au préalable) et les produits de l'extraction chromatographiés sur papier en butanol ammoniacal.

La radioactivité au niveau de la thyroxine, sur les chromatogrammes du plasma des mères thyroïdectomisées est, soit nulle, soit non significative.

Chez les embryons normaux, les résultats sont variables suivant leur âge au moment de la thyroïdectomie et la durée de l'expérience (*voir* tableau).

Taux de thyroxine radioactive circulante par rapport à l'activité spécifique du plasma chez les embryons de mères thyroïdectomisées.

	Numéro de la portée.	Embryons (*).	Taux relatif de thyroxine (%).
Mères thyroïdectomisées et injectées de ^{131}I à 20 jours p. c.; sacrifiées à 21 jours p. c.	1	Normaux : 3	0
		» 3	0
	2	» 3	0
	3	» 3	Douteux
	4	» 3	12,5
Mères thyroïdectomisées et injectées de ^{131}I à 19 jours p. c.; sacrifiées à 21 jours p. c.	5	» 3	18
		» 3	13
	6	» 3	14
		» 3	12,5
	7	» 3	20
		Décapités : 2	Douteux
	8	Normaux : 3	12,5
		Décapités : 3	Douteux
Mères thyroïdectomisées et injectées de ^{131}I à 19 jours p. c.; sacrifiées à 20 jours p. c.	9	Normaux : 4	9
		Décapités : 3	Douteux
	10	Normaux : 4	7,5
		Décapités : 2	Douteux

(*) Pour obtenir une quantité suffisante de plasma, nous avons été amené à réunir le sang de deux, trois ou quatre embryons. Dans quelques portées, deux groupes d'embryons ont été étudiés parallèlement.

Embryons de mères thyroïdectomisées à 20 jours. — La présence de thyroxine n'a été observée à 21 jours que dans une seule portée (12,5 % de la radioactivité totale du plasma); dans toutes les autres, aucune trace ou présence douteuse.

Embryons de mères thyroïdectomisées à 19 jours. — La thyroxine a pu être décelée dans tous les cas; le taux relatif varie entre 12,5 et 20 % chez les embryons sacrifiés à 21 jours et est de 7,5 et 9 % chez ceux sacrifiés à 20 jours.

Chez les embryons décapités, par contre, le plasma ne semble pas contenir de thyroxine marquée, en quantité appréciable, 24 ou 48 h après l'injection de ^{131}I à la mère.

La présence de thyroxine marquée dans le sang des embryons de mères thyroïdectomisées permet de conclure que, en fin de gestation, la thyroïde fœtale est capable non seulement de synthétiser cette hormone mais aussi de la sécréter. D'après nos premiers résultats relatifs aux embryons décapités, cette sécrétion serait sous contrôle hypophysaire. Rappelons à ce sujet que les arguments en faveur d'un contrôle de la thyroïde par l'hypophyse sont nombreux. Nous avons signalé précédemment l'action des antithyroïdiens (6); de plus, l'absence d'hypophyse entraîne un retard dans la différenciation de la thyroïde (8), une diminution du taux de fixation de l'iode radioactif (4) et un ralentissement de la thyroxinogénèse (3).

Il est, d'autre part, intéressant de noter que, à l'exception d'un cas, la thyroxine n'a pu être décelée chez les embryons étudiés entre 20 et 21 jours p. c. Si ces derniers résultats se confirmaient, ils pourraient suggérer une chute du taux de sécrétion juste avant le terme. Une telle hypothèse cadrerait assez bien avec nos connaissances sur le fonctionnement des glandes endocrines fœtales et, en particulier, de l'hypophyse (9). Jost et Tavernier (10) ont en effet constaté que, dans l'hypophyse de l'embryon de rat, la charge en substance Mac Manus positive, maximum vers 19 et 20 jours, décroît légèrement vers 21 jours, observation compatible avec un affaiblissement de l'activité de l'hypophyse le dernier jour de la grossesse.

(1) A. Gorbman, S. Lissitzy, O. Michel, R. Michel et J. Roche, *C. R. Soc. Biol.*, **145**, 1951, p. 1642 et *Endocrinology*, 51, 1952, p. 546.

(2) A. J. Waterman et A. Gorbman, *J. exp. Zool.*, **132**, 1956, p. 509.

(3) J. P. Geloso, *C. R. Soc. Biol.*, **150**, 1956, p. 2140.

(4) A. Jost, F. F. Morel et M. Marois, *C. R. Soc. Biol.*, **143**, 1949, p. 142 et **146**, 1952, p. 1066.

(5) M. Nikitovitch et E. Knobil, *J. Clin. Endocrin.*, **15**, 1955, p. 837.

(6) A. Jost, *C. R. Soc. Biol.*, **151**, 1957 (sous presse) et *Revue suisse Zool.*, 1957 (sous presse).

(7) R. Courrier et L. Zizine, *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 258

(8) A. Jost, *Arch. Anat. Micr. et Morphol. exp.*, 42, 1953, p. 168.
(9) A. Jost et P. Gonse, *Arch. Anat. micr. et Morphol. exp.*, 42, 1953, p. 243.
(10) A. Jost et R. Tavernier, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1353.

(*Laboratoire de Physiologie comparée, Faculté des Sciences, Paris.*)

NUTRITION. — *Euglobulines plasmatiques et équilibre alimentaire.* Note (*) de MM. **Pierre Lallouette** et **Raymond Ferrando**, présentée par M. Clément Bressou.

La précipitation des euglobulines sériques par la méthode de Sandor-Vargues a été pratiquée sur le sérum de 36 porcs âgés de 6 mois environ.
La majorité des courbes observées est très homogène et a permis d'établir un diagramme standard. Par rapport à ce diagramme, on a noté des modifications nettes du diagramme des animaux dont la ration est déséquilibrée.

L'étude porte sur 36 animaux dont le sang a été prélevé au moment de l'abattage au cours de deux séries d'expériences portant chacune sur trois lots de six porcelets âgés au départ d'environ 2 mois 1/2, de race « Large White », répartis au hasard (1) et (2).

Dans la série I, réalisée du 6 décembre 1955 au 10 avril 1956, on a distribué aux animaux les rations suivantes :

	Lot témoin A.	Lot B.	Lot C.
Orge	51	34	20
Avoine	10	10	10
Recoupettes	20	20	20
Farine de luzerne	5	8	11
Tourteau d'arachide	5	9	9
Farine de poisson	5	5	6
Mélasse	0	10	20
Condiment minéral	4	4	4

Les résultats ont été les suivants :

Régime.	Moyenne du lot (g/jour) et indice de consommation moyen (*k*).
Lot A. Témoins	465 ± 86 — 4,2 *k*
» B. Régime de base + 10 % mélasse	430 ± 67 — 4,5 *k*
» C. » + 20 % mélasse	399 ± 40 — 4,7 *k*

Dans la série II, réalisée du 23 janvier au 5 juin 1957, il a été distribué aux 18 sujets les rations suivantes :

	Lots		
	témoin A.	B.	C.
Orge	56	40	40
Avoine	5	4	4
Recoupettes	20	5	5
Farine de luzerne	5	8	8
Tourteau d'arachide (expeller)	5	11	11
Farine de poisson	5	8	8
Mélasse	0	20	20
Condiment minéral	4	4	4
SO_4Cu 250 mg/kg			

Les résultats ont été les suivants :

Régime.	Moyenne de croissance du lot (g/jour) et indice de consommation (*k*).
Lot A. Témoins	516 ± 76 — 4,54 *k*
» B. 20 % mélasse + 250 mg/kg SO_4Cu	502 ± 56 — 4,50 *k*
» C. 20 % »	495 + 53 — 4,58 *k*

A l'abattage, l'examen pratiqué montre qu'aucun de ces animaux n'est atteint d'une affection rendant la viande impropre à la consommation. Aucune séquelle d'affection tuberculeuse n'est notée, sauf pour un animal présentant un ganglion cervical calcifié.

Une fiche réticulo-endothéliale est établie sur le sérum de chacun des animaux selon la méthode de Sandor-Vargues [3] de précipitation des euglobulines.

La majorité des résultats enregistrés est homogène et permet d'établir un diagramme standard, reproduit dans le tableau ci-après :

pH	7,4.	7.	6,6.	6,2.	5,8.	5,4.	5.	4,6.	Total des Δ.
Δ (moyenne) (tricellule Jobin et Yvon)	4	8	13	21	30	33	17	4	130
Maximum	6	11	17	24	33	37	17	6	151
Minimum	4	6	11	18	26	28	12	2	109

Il n'a été tenu compte que des modifications supérieures de 25 % au diagramme moyen. Nous avons constaté :

Série I :

— *Lot témoin* A : Tous les animaux présentent un diagramme normal.

— *Lot* B (10 % mélasse) : Trois animaux sur six présentent une augmentation : 165, 167, 192.

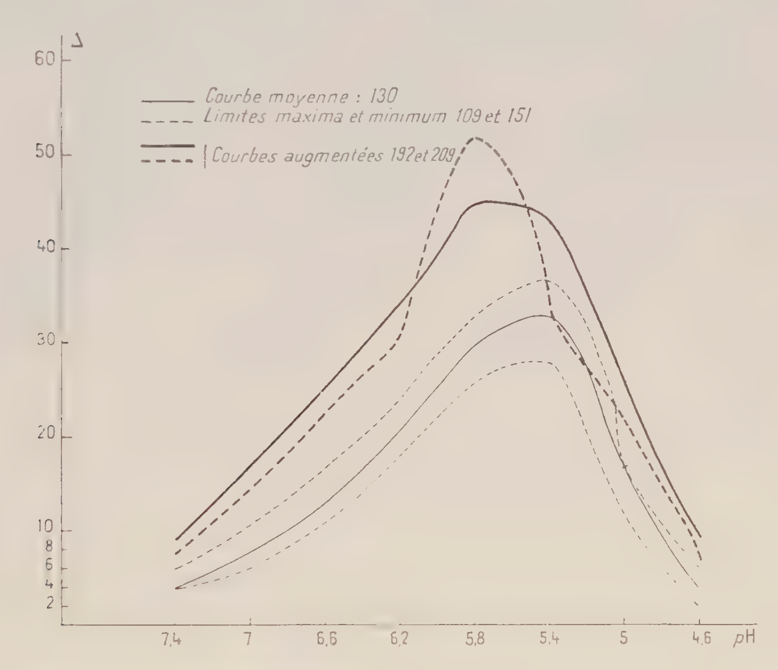
— *Lot* C (20 % mélasse) : Quatre des six animaux présentent une augmentation : 163, 166, 167, 209.

SÉRIE II.

— *Lot témoin* A : Un animal a présenté une fiche augmentée (166). Il est à noter qu'un autre animal de ce même lot a présenté une fiche diminuée de 30 % par rapport à la moyenne, avec une diminution dans la zone de précipitation acide, ce qui peut correspondre à une altération hépatique.

— *Lot* B : (20 % + 250 mg/kg SO_4Cu) : La fiche de tous les animaux est normale.

— *Lot* C (20 % mélasse sans SO_4Cu) : Deux des animaux ont présenté une fiche augmentée (165, 176). Les trois autres animaux présentent des chiffres à la limite supérieure normale (151, 150, 153).



Fiche Réticulo-endothéliale du porc (selon la méthode de Sandor-Vargues).

De l'ensemble de ces résultats, il apparaît que ce sont les animaux du lot C de la série I qui présentent le plus de modifications de leur diagramme. Ce sont également les animaux qui ont présenté la plus mauvaise croissance sur l'ensemble des lots, s'expliquant par le fait que la ration était déséquilibrée dans le rapport glucides-protéines.

Dans la série II, dont la ration protéique a été augmentée à la suite des observations faites sur la série I, les perturbations sont moins importantes, surtout lorsqu'on ajoute à la ration 250 mg par kilogramme de SO_4Cu.

Il n'y a pas de modification corrélative de la fiche en fonction du poids des animaux pour un même lot. Il semble donc bien que le régime joue un rôle sur les euglobulines plasmatiques, soit directement par suite de sa relation nutri-

tive, soit peut-être en favorisant, dans certains cas, des affections inapparentes cliniquement mais qui auraient occasionné des modifications sérologiques.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

([1]) R. FERRANDO, THON THAT NGU, F. JACQUES et J. FROGET, *Rec. Méd. Vétér.*, **132**, 1956, p. 690.

([2]) R. FERRANDO, G. THEODOSSIADES et J. FROGET, *Rec. Méd. Vétér.*, **133**, 1957, p. 554.

([3]) ZERMATTI, *Médecine et Laboratoire*, n° 44, 1955.

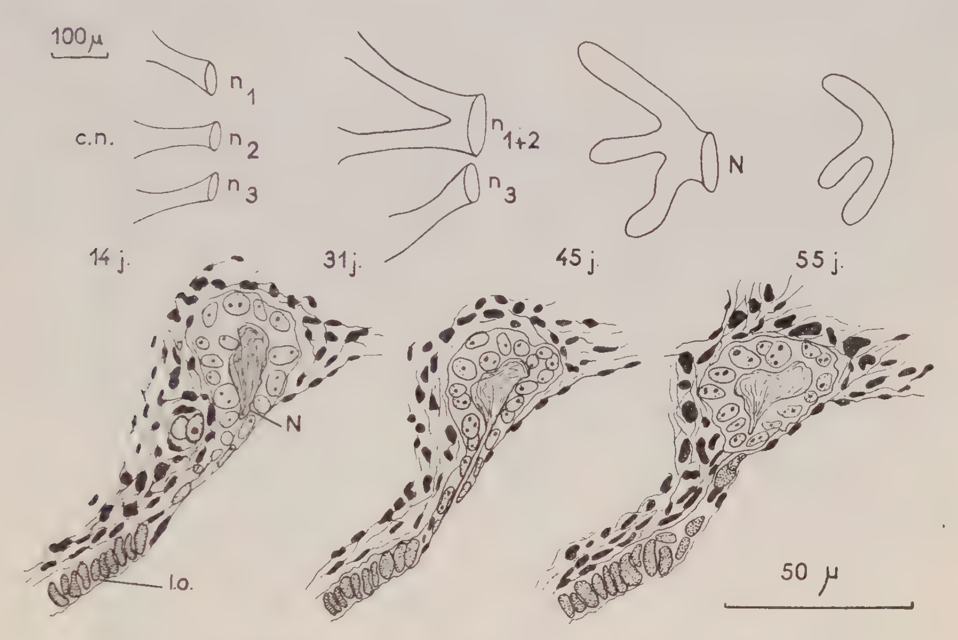
EMBRYOLOGIE. — *Le matériel cellulaire néphrostomial du pronéphros ne participe pas à l'édification du pavillon génital femelle* (*ostium*); *observations chez la Grenouille agile* (Rana dalmatina *Bon.*). Note de M. **ROGER CAMBAR** et Mlle **COLETTE DECHAMBE**, présentée par M. Maurice Caullery.

A l'approche de la métamorphose, le pronéphros des Amphibiens Anoures involue; seuls ses constituants néphrostomiaux (néphrostomes et canalicules néphrostomiaux) disparaissent tardivement. Au même moment, le pavillon génital femelle (ou ostium) est édifié par l'épithélium cœlomique limitant le pronéphros. Ces faits suggèrent l'existence de rapports étroits entre les deux structures, néphrétique et ostiale, et, en particulier, la participation du matériel cellulaire néphrostomial, d'origine cœlomique et de situation superficielle, à l'édification de l'ostium.

Pour Hall (1904) ([1]) cette participation est indiscutable, très large chez les Urodèles, plus limitée et parfois peu apparente chez les Anoures. L'étude très fouillée de l'organogenèse sexuelle chez *Rana temporaria* conduit Gallien (1944) ([2]) à aborder le problème des relations éventuelles entre le pronéphros et l'ostium. Cet auteur conteste la participation de la totalité des constituants néphrostomiaux à la formation de l'ostium, mais toutefois ne peut conclure avec certitude chez l'espèce étudiée. L'indécision persiste encore de nos jours. L'étude détaillée des modalités de la métamorphose du système pronéphrétique chez plusieurs espèces d'Amphibiens Anoures nous a permis d'apporter quelques données sur ce sujet. Cette Note ne contient que les résultats obtenus chez la Grenouille agile (*Rana dalmatina* Bon.).

Chez le têtard âgé de 30-40 jours (température d'élevage : 20°) (stade 46) ([3]), les tubes pronéphrétiques sont déjà, dans leur ensemble, très involués; leur calibre est fortement rétréci. Seuls, persistent, inaltérés, les trois canalicules néphrostomiaux, terminés chacun par leur néphostome. Les trois ouvertures néphrostomiales, jusqu'à ce stade distantes entre elles d'environ 110-120 μ, subissent alors un rapprochement de plus en plus marqué. Celui-ci provoquera bientôt leur fusion en un grand néphrostome commun (ou vestibule néphrostomial) (*cf.* schéma). Cette

nouvelle et définitive disposition spatiale est particulièrement favorable à nos recherches, puisque réduisant le nombre et l'étendue des formations néphrétiques susceptibles de participer éventuellement à l'édification de l'ostium.



En haut : rapprochement, réduction et fusion des constituants néphrostomiaux : *c. n.*, canalicules néphrostomiaux; n_1 n_2 n_3, néphrostomes; *N*, néphrostome commun.

En bas : les trois coupes successives (épaisseur : 10 μ) au niveau desquelles s'effectue l'oblitération du néphrostome commun. *l. o.*, lame ostiale.

Quelques jours plus tard (stade 47, 45 j.), la taille du vestibule néphrostomial devient plus faible, peu différente de celle d'un néphrostome unique normal. Au même moment, l'ébauche de l'ostium apparaît, sur coupes transversales, comme un épaississement peu étendu de la paroi cœlomique, situé au même niveau antéro-postérieur que le vestibule néphrostomial, mais en situation plus ventrale. Cette ébauche devient la lame ostiale, qui s'étend peu à peu, et dont la limite dorsale, en particulier, se rapproche fortement du néphrostome commun, auquel elle est contiguë vers l'âge de 55 jours (stade 50 j.). L'ouverture néphrostomiale est de forme à peu près circulaire et ne mesure plus que 25-30 μ de diamètre. En peu de temps (stade 50 également) le vestibule néphrostomial est oblitéré. Il perd sa communication avec le cœlome, étant recouvert par le feuillet cœlomique, qui, tel un rideau, glisse devant lui en direction ventrale. On peut saisir, sur coupes transversales successives, les étapes de cette fermeture (*cf.* schéma). Elle paraît due aux tassements cellulaires qui, en l'absence de mitoses, assurent la formation de la lame ostiale.

Au cours des stades ultérieurs, la lame ostiale se replie en direction ventrale et forme une encoche (génératrice de l'entonnoir ostial) nettement séparée des résidus néphrostomiaux complètement isolés sous l'épithélium cœlomique. Il n'existe alors aucune relation entre les deux formations, qui restent indépendantes. Néanmoins, lors de la fermeture du vestibule néphrostomial, au stade 50 et seulement à ce stade, quelques cellules néphrostomiales périphériques, appartenant au bord externe du néphrostome, peuvent être entraînées en direction ventrale par le mouvement de glissement du feuillet cœlomique. Elles pourraient être alors intégrées à la partie la plus dorsale de la lame ostiale (*cf.* schéma). Cette participation éventuelle à la formation de l'ostium a fait l'objet d'une étude attentive. Elle nous paraît très douteuse, mais il n'est pas possible de la rejeter absolument, en l'absence de moyens de marquage des divers éléments cellulaires en contact. Dans le cas le plus favorable, elle serait de l'ordre de 10-12 cellules, au maximum. Il est bien évident que cette improbable éventualité ne restreint pas, en pratique, l'affirmation de la non participation du matériel cellulaire néphrostomial à l'édification de l'ostium. Des recherches expérimentales (ablation unilatérale très précoce du pronéphros) ont confirmé les résultats de l'étude descriptive.

Signalons, enfin, que les recherches effectuées chez le Crapaud et le Xénope ont apporté des résultats comparables, qui feront l'objet d'un autre travail.

(1) R. Hall, *Bull. Mus. of comp. Zool.*, **45**, 1904, p. 29.
(2) L. Gallien, *Bull. Biol.*, **78**, 1944, p. 257.
(3) R. Cambar et B. Marrot, *Bull. Biol.*, **88**, 1954, p. 168.

(*Laboratoire de Biologie animale, Faculté des Sciences de Bordeaux.*)

EMBRYOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Inhibition, sous l'effet d'une hormone œstrogène, du développement du gubernaculum du fœtus mâle de Souris.* Note (*) de M. **Albert Raynaud**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Les observations rapportées précédemment (1) indiquent que le grand développement de l'appareil gubernaculaire du fœtus mâle, est conditionné par une hormone mâle; ces constatations m'ont conduit à étudier l'effet des hormones œstrogènes sur l'ébauche de cet organe.

Matériel et technique. — Quatorze fœtus mâles de Souris auxquels j'avais injecté du dipropionate d'œstradiol dans la cavité abdominale ou dans la cage thoracique ont été utilisés pour cette étude; ils comprennent : 1 fœtus ayant reçu 45 μg d'hormone à l'âge de 12 jours; 9 fœtus ayant reçu une dose de 62 à 95 μg d'hormone à l'âge de 13 jours; 4 fœtus ayant

reçu à l'âge de 14 jours une injection de 60 μg (1 fœtus), 190 μg (2 fœtus), et 250 μg (1 fœtus) d'hormone. L'hormone utilisée est du dipropionate d'œstradiol purissime (F 103°, bloc et $[\alpha]_D + 38°$, dioxane) en solution dans l'huile d'olive. Divers fœtus témoins ont également été étudiés. Tous ces fœtus (à l'exception du premier, sacrifié à 17 jours) ont été sacrifiés à l'âge de 18 jours; leur poids était compris entre 900 et 1 200 mg (à l'excep-

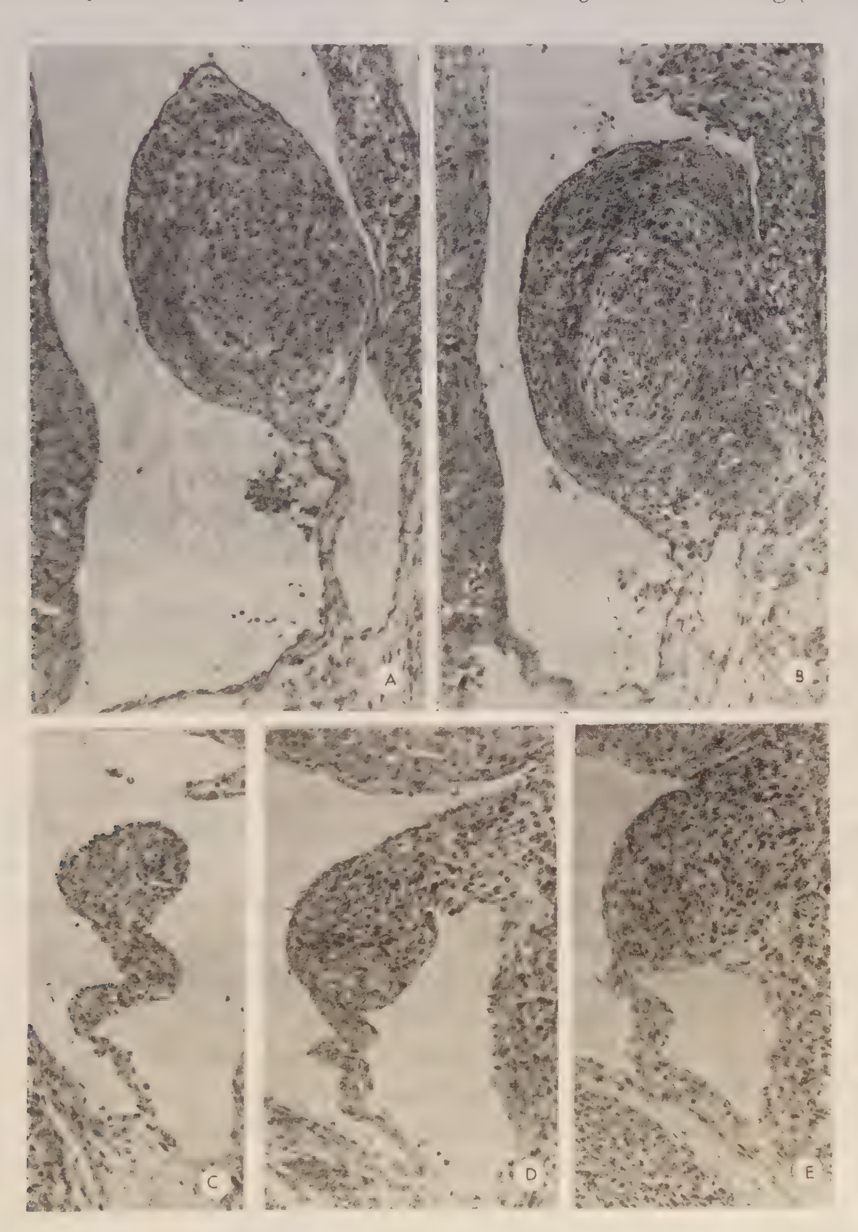


Fig. 1. — Photographies (G = 130) de sections histologiques du gubernaculum (cône inguinal) de deux fœtus mâles de Souris de la même portée, âgés de 18 jours 8 h; A et B, fœtus non traité, pesant 922 mg; C, D, E, fœtus pesant 941 mg, ayant reçu 62 μg de dipropionate d'œstradiol à l'âge de 13 jours 9 h [ces trois sections transversales (craniale, médiane, caudale) montrent l'atrophie du cône].

tion d'un fœtus pesant 698 mg); après fixation et inclusion, ils ont été étudiés histologiquement sur coupes sériées; tous ces fœtus étaient féminisés à des degrés divers (testicules non descendus ou incomplètement descendus, canaux de Müller présents, caractères mâles réduits ou absents).

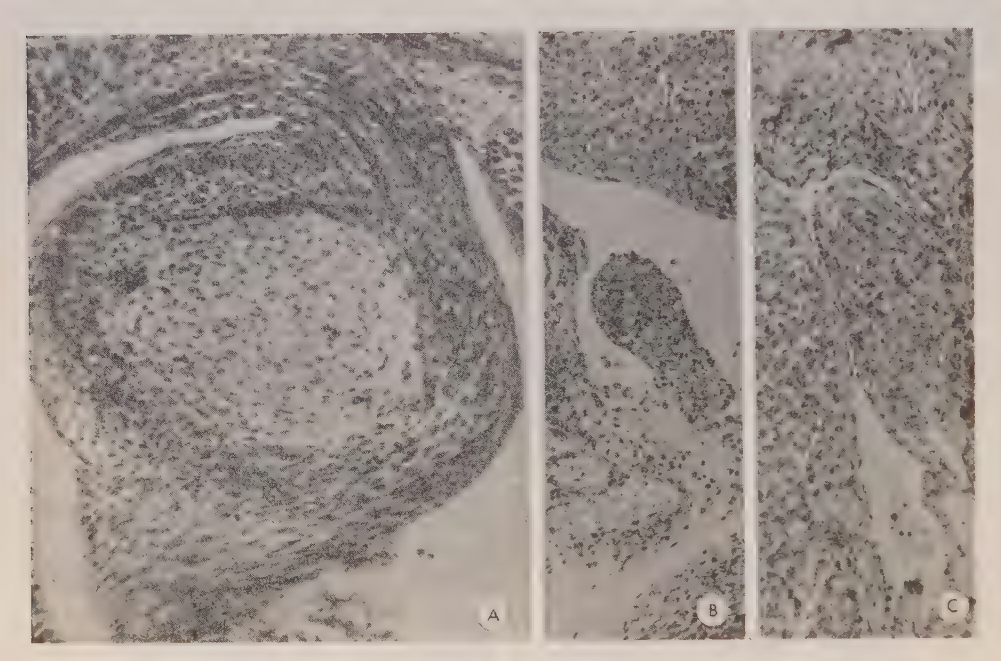


Fig. 2. — Photographies (G = 130) de sections histologiques du cône inguinal de trois fœtus mâles de Souris âgés de 18 jours. A, fœtus normal, pesant 1187 mg; B, fœtus pesant 1106 mg, ayant reçu 75 µg de dipropionate d'œstradiol à l'âge de 13 jours 9 h; C, fœtus pesant 1090 mg, ayant reçu 94 µg de dipropionate d'œstradiol à l'âge de 13 jours 11 h; les cônes inguinaux des fœtus traités par l'œstrogène, sont rudimentaires.

Résultats. — Les résultats de l'étude histologique sont extrêmement nets : l'appareil gubernaculaire (*pars abdominalis*) de tous les fœtus mâles ayant reçu une injection de dipropionate d'œstradiol, est atrophié. La figure 1 montre des sections histologiques du gubernaculum de deux fœtus mâles âgés de 18 jours 8 h, appartenant à la même portée : l'un d'eux n'a pas été traité; le gubernaculum (cône inguinal, A et B, *fig.* 1) est bien développé (525 µ de longueur et 230 µ de diamètre transversal); sa paroi est riche en fibres musculaires et le mésenchyme qui forme sa partie centrale, est lâche et clair; l'autre fœtus a reçu, à l'âge de 13 jours 9 h, 62 µg de dipropionate d'œstradiol; ses gubernacula sont atrophiés; le cône inguinal (C, D, E, *fig.* 1) est très réduit (360 µ de longueur et 145 µ de diamètre transversal) : sa partie centrale est formée d'un amas de cellules serrées; du côté latéral existe un petit amas de mésenchyme; les bords du cône ne comportent pas de fibres musculaires, si ce n'est à sa base, du côté ventral.

Une atrophie plus complète du cône inguinal s'observe chez quelques fœtus (B, *fig.* 2) : il n'existe alors, dans la partie centrale de cet organe, qu'un petit amas de cellules serrées (dont plusieurs présentent des pycnoses) et des capillaires; ni amas mésenchymateux, ni fibres musculaires ne sont décelables dans ce cône (dimensions du cône : 260 × 130 × 90 μ).

Lorsque l'injection a été faite au stade de 14 jours, l'atrophie du gubernaculum est moindre (gubernacula très petits ou intermédiaires entre le type mâle et le type femelle).

L'huile d'olive qui sert de solvant à l'hormone, n'intervient pas dans cette atrophie : 2 fœtus ayant reçu, à l'âge de 14 jours 9 h, 1/80e ml d'huile dans leur cavité abdominale, présentent, à 18 jours, des gubernacula bien développés; d'autre part, j'ai également obtenu l'atrophie du gubernaculum des fœtus, en injectant l'hormone œstrogène à la mère gravide, alors que dans les mêmes conditions, l'huile n'a pas d'effet.

En résumé, l'hormone œstrogène injectée au fœtus mâle âgé de 12 à 14 jours, inhibe le développement du gubernaculum (cône inguinal). Le mécanisme de cette action est à l'étude : l'œstrogène peut agir soit indirectement, en inhibant la sécrétion hormonale mâle du testicule fœtal, soit directement en exerçant une action sur les tissus de l'ébauche du cône inguinal, soit, plus probablement, par une combinaison de ces deux processus.

(*) Séance du 16 décembre 1957.
(1) A. Raynaud, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2100 et 2393.

(*Institut Pasteur, Laboratoire de Sannois, Seine-et-Oise et Laboratoire Pasteur de l'Institut du Radium, Paris.*)

BIOLOGIE DES INSECTES. — *Influence de l'hôte dans la croissance endoparasitaire de quelques Hyménoptères Chalcidiens, parasites de Cochenilles Diaspines.* Note de M. Claude Benassy, présentée par M. Émile Roubaud.

Observations diverses et expériences faisant ressortir la complexité des mécanismes d'interdépendance entre les Hyménoptères Chalcidiens et leurs hôtes, les Cochenilles, Diaspines.

Aulacaspis rosæ Bouché, Cochenille Diaspine vivant normalement sur différentes rosacées spontanées ou décoratives, attaque aussi *Rubus fructicosus* dans les plantations fruitières du midi méditerranéen. Ses pullulations y sont limitées par l'action de nombreux hyménoptères parasites, appartenant aux familles des *Aphelinides* et des *Encyrtides*. Les modalités du parasitisme vont, selon les espèces, de la spécificité la plus stricte avec *Adelencyrtus aulacaspidis* Brethes, à la polyphagie plus ou

moins large avec *Arrhenophagus chionaspidis* Aur. et *Aspidiotiphagus citrinus* Craw.

La première espèce pond indistinctement dans les deuxièmes stades femelles ou les femelles de tout âge de son hôte et l'adulte éclôt toujours de ces dernières; les adultes de la deuxième espèce prennent naissance dans les deuxièmes stades femelles ou les pronymphes mâles, pour un œuf normalement déposé dans les jeunes larves, dès leur fixation ou après leur première mue. Quant à la troisième espèce, elle s'attaque à tous les stades évolutifs, depuis la jeune larve fixée, jusqu'à la femelle adulte; les trous de sortie, témoins de l'éclosion des adultes, se manifestent à la fois sur les deuxièmes stades femelles, les pronymphes mâles et les jeunes femelles.

L'élevage expérimental continu de l'hôte de ces divers parasites sur fragments de framboisiers se heurtant techniquement à quelques difficultés, nous avons recherché parallèlement :

— soit à multiplier l'hôte sur un support végétal différent, pour assurer ensuite aux parasites une descendance normale;

— soit à élever les parasites polyphages sur des hôtes variés.

Dans le premier cas, pour éviter les modifications « chimicophysiologiques » intervenant dans les végétaux en cours d'évolution, dont l'influence sur les possibilités de développement des Cochenilles peut être considérable (D. Schvester, 1956) [1], nous avons essayé des élevages sur tubercules et sur fruits. Parmi ceux utilisés dans la famille des *Cucurbitacées*, figurent, notamment, ceux de *Cucumis dipsaceus*. Les jeunes larves de la Cochenille s'y fixent. Si quelques-unes poursuivent leur évolution jusqu'au deuxième stade larvaire, la majorité ne dépasse pas le premier stade. Leur croissance reste désormais bloquée au seuil de la mue, et quelle que soit la longueur de la période de survie (2 à 3 mois selon les cas).

Dans de tels hôtes, *A. chionaspidis* Aur., *A. citrinus* Craw pondent normalement. L'œuf donne naissance à une jeune larve qui arrête bientôt sa croissance, pendant que l'hôte prend extérieurement un aspect boursouflé, distendu. Le parasite reste alors vivant dans son hôte, et nous l'avons conservé ainsi jusqu'à 90 jours. Les quelques rares Cochenilles atteignant le deuxième stade larvaire permettent seules aux jeunes larves des deux parasites de reprendre et de terminer leur évolution.

Ces mêmes deuxièmes stades larvaires assurent à la ponte d'*Adelencyrtus aulacaspis* Brethes un début de croissance : l'œuf éclôt, la jeune larve se développe et mue successivement deux fois. Mais sa croissance ultérieure n'a pas lieu et la jeune larve demeure vivante au troisième stade.

Parallèlement, et dans les mêmes conditions expérimentales, l'hôte se développant de façon continue sur rameaux de framboisiers, ou sur poires, permet à ses trois parasites une évolution normale.

Le changement du végétal nourricier amène donc chez l'hôte un arrêt

de développement qui a sa répercussion sur le parasite, spécifique ou non. La croissance de ce dernier s'arrête; elle ne peut reprendre que sous l'influence d'une stimulation physiologique liée au franchissement d'un nouveau stade d'évolution de la Cochenille. Si la ponte de l'Hyménoptère s'effectue dans celui-ci, la croissance du parasite a lieu normalement.

Si nous examinons maintenant les possibilités offertes par le changement de Cochenille hôte, nous observons les trois cas suivants :

— *Adelencyrtus aulacaspidis* Brethes ne pond dans aucune des espèces proposées, quel qu'en soit le stade;

— *Aspidiotiphagus citrinus* Craw pond et manifeste une croissance régulière et continue, parallèle à celle de son hôte, dans *Q. perniciosus* Comst., fixé sur fruits de divers *Cucurbitacées* (*Citrullus vulgaris*, *Coloquinthis* sp., *Cucurbita* sp., *Cucumis dipsaceus*), dans *Aspidiotus hederæ* Vallot et *Pseudaulacaspis pentagona* Targ., ces deux espèces se développant sur tubercules de pommes de terre;

— *Arrhenophagus chionaspidis* Aur. n'accepte, parmi les différents hôtes proposés, que les pronymphes mâles de *P. pentagona* Targ., L'œuf déposé, éclôt, la larve se développe jusqu'à la maturité, sans atteindre le stade nymphal. Très rapidement elle meurt, en entraînant le dessèchement complet de son hôte.

Ces observations mettent en évidence la complexité des mécanismes d'interdépendance entre parasites et hôtes.

La connaissance approfondie du processus physiologique de ces relations est indispensable pour analyser les particularités du cycle de développement, de la spécificité ou de la polyphagie des diverses espèces d'Encyrtides (et des autres entomophages). Elle constitue un élément fondamental dans l'étude écologique de la limitation des pullulations de Cochenilles Diaspines. par leurs ennemis naturels.

(1) D. Schvester, 2e *Thèse de Doctorat ès Sciences naturelles*, Paris, 1956.

BIOLOGIE DES INSECTES. — *Vie endoparasitaire et diapause chez le Diptère entomophage* Carcelia Processioneæ *Ratz*. Note de M. **Émile Biliotti**, présentée par M. Émile Roubaud.

Les observations font ressortir l'influence exercée sur la diapause de la Tachinaire *Carcelia processioneæ*, par l'avènement du parasitisme sarcophage terminal, sur la chenille processionnaire du Chêne.

La Tachinaire *Carcelia processioneæ* Ratz. joue un rôle important dans le complexe biologique de la Processionnaire du Chêne. Elle est le principal entomophage associé à ce Lépidoptère grâce à sa semi-spécificité [*C. pro-*

cessioneæ a été également signalée comme parasite de *Thaumetopoea pinivora* TR. en Europe Centrale [1]] et à la coïncidence des cycles annuels de développement de l'hôte et du parasite. Les adultes de *Carcelia* apparaissent au printemps, après la fin des éclosions de *T. processioneæ*; les femelles attaquent les chenilles processionnaires à partir du troisième stade jusqu'à la fin de la vie larvaire, au mois de juillet, et déposent un œuf membraneux, dépourvu d'appendice, sur les poils de l'hôte ou sur les fils de soie du nid.

L'éclosion suit de très près le dépôt de l'œuf et la jeune larve de la Tachinaire pénètre activement à travers les téguments de l'hôte, de préférence au niveau d'une membrane intersegmentaire; la durée de ce processus n'excède pas quelques minutes, en général.

L'asticot est d'abord libre dans la cavité générale de l'hôte; puis il gagne un point quelconque de la région pariétale (avec peut-être une préférence pour les derniers segments abdominaux) et s'enfonce, en général, dans un lobe adipeux, dans un muscle ou un disque imaginal. Il peut être entouré parfois d'une gaine diffuse, constituée principalement par des éléments du sang. Son activité est très faible et peu de changements sont notés jusqu'au moment où la chenille-hôte arrive à son dernier stade larvaire. La larve parasite perce alors le tégument de l'hôte où elle provoque la formation d'un « soupirail cutané secondaire » (Pantel, 1910) [2], la mettant en relation avec l'atmosphère extérieure.

Les mues du premier au deuxième stade, puis du deuxième au troisième et dernier se produisent dans la gaine développée autour du soupirail. Lorsque la larve de *C. processioneæ* a atteint son dernier stade, après le tissage du cocon de l'hôte, elle change de comportement alimentaire; alors qu'elle n'avait pas encore provoqué de lésions visibles dans le corps de la chenille, elle devient activement sarcophage. Cette phase est marquée par une lyse étendue des tissus de l'hôte et un grand accroissement de taille de l'asticot, dont le tube digestif se gonfle et devient brun par ingestion du lysat. (L'hôte permet l'évolution d'une seule larve en général, parfois de deux.) Les restes et le tégument de la chenille parasitée subissent une sorte de tannage; on note ensuite un léger raccourcissement de la larve de *C. processioneæ* et un durcissement de sa cuticule.

L'asticot arrive ainsi à maturité (en juillet), reste en diapause jusqu'à la fin de l'hiver suivant et, chez quelques individus, l'arrêt de développement peut se prolonger pendant une année supplémentaire.

L'élimination de la diapause ne se fait pas si les larves séjournent constamment à la température du laboratoire (20°); elle exige un séjour à basse température, ou le maintien d'une température moyenne inférieure ou égale à 15°. Les variations d'hygrométrie et d'oxygénation paraissent sans effet.

Ainsi la synchronisation des cycles de l'hôte et du parasite se trouve réalisée par deux mécanismes indépendants l'un de l'autre :

Chez le Lépidoptère, l'arrêt du développement se produit au stade « d'embryon prélarvaire »; il intervient en fin d'été et se prolonge pendant une durée correspondant à celle de la diapause des larves de *Carcelia*.

Le processus est ici très différent de celui observé dans d'autres espèces [par exemple : *Phryxe caudata* Rond. (Biliotti, 1955) (³)], où la synchronisation des développements est obtenue directement par voie humorale entre l'hôte et la larve endoparasite.

Pour préciser les conditions qui amènent l'arrêt du développement, des larves de *C. processioneæ* au troisième stade ont été retirées prématurément du corps de leur hôte avant la fin de la phase sarcophage, lavées à l'eau et laissées à l'air libre au Laboratoire.

Au cours d'essais renouvelés pendant deux années consécutives, nous avons pu constater que le comportement des larves se présente alors sous trois modalités :

1° Celles prélevées tout à fait au début du stade, périssent après une survie de quelques jours;

2° Un petit nombre forment leur puparium et donnent naissance à des adultes; la durée de la vie nymphale correspond à celle qui est observée lors des générations printanières normales à la même température;

3° Les autres larves entrent en diapause.

Malgré le petit nombre de cas de nymphose obtenus, il semble que le phénomène soit plus fréquent dans le cas où la chenille hôte hébergeait deux larves parasites.

Tout se passe donc comme si la diapause de la larve de *C. processioneæ* était sous la dépendance d'un facteur inhibiteur du développement, apparaissant seulement dans le courant de la phase sarcophage.

Nous essaierons de préciser ces phénomènes grâce à une expérimentation ultérieure.

(¹) Gäbler, *Z. Angew. Ent.*, 34, 1952, p. 294-296.

(²) J. Pantel, *Cellule*, 26, 1910, p. 27-216 et 29, 1912, p. 7-289.

(³) E. Biliotti, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 915.

PHARMACOLOGIE. — *Anticholinestérasiques. Protection* in vitro *par les ammonium quaternaires.* Note de Mlle **France Depierre** et Mme **Léone Martin**, transmise par M. Jacques Tréfouël.

A l'exception du bromure de tétraéthylammonium, la protection qu'exercent les ammonium quaternaires vis-à-vis d'anticholinestérasiques à fonction uréthane de même que leur inefficacité vis-à-vis d'autres types d'inhibiteurs peuvent être expliquées par les modalités de leurs propriétés anticholinestérasiques et de celles des inhibiteurs vis-à-vis desquels ils agissent.

La plupart des travaux concernant la protection des cholinestérases ont été effectués vis-à-vis d'inhibiteurs phosphorylés. Il nous a paru intéressant de rechercher dans quelles conditions on pouvait exercer une protection vis-à-vis d'autres types d'anticholinestérasiques. Dans ce but, nous avons essayé *in vitro* une série d'ammonium quaternaires vis-à-vis de l'action inhibitrice de la prostigmine, anticholinestérasique classique à fonction uréthane. Nos résultats sont résumés dans le tableau suivant.

On constate que, à l'exception du bromure de tétraéthylammonium (T. E. A.), tous les ammonium quaternaires essayés inhibent à des degrés divers les cholinestérases et qu'il y a une relation entre l'intensité de leur action inhibitrice et l'intensité de leur action protectrice. Ceci est particulièrement net dans le cas de deux isomères : le 2842 CT (dérivé méta) et le 2858 CT (dérivé ortho) qui diffèrent essentiellement [1] par l'intensité de leur action antiacétylcholinestérasique : l'inhibiteur le plus actif, le 2842 CT, est aussi le protecteur le plus efficace (tableau). On remarquera cependant que la dose protectrice ne manifeste pas d'action inhibitrice propre, mais il n'est pas exclus, comme l'ont fait remarquer Goldstein et Strauss [2], que dans le cas des inhibiteurs très réversibles la dose déterminée comme inactive par la méthode de Warburg soit en réalité active avant les dilutions ou la mise en compétition avec l'acétylcholine.

Ce mode de protection s'apparente à celui mis en évidence par Koelle [3] pour les inhibiteurs organo-phosphorés, mode dans lequel l'inactivation « irréversible « provoquée par le diisopropylfluorophosphate peut être empêchée par des inhibiteurs réversibles tels que l'ésérine, la prostigmine, la carbaminoylcholine. S'appuyant sur les travaux de Goldstein [4] et de Roepke [5] cet auteur pense que la protection découle du fait que les deux inhibiteurs entrent en compétition avec l'acétylcholine pour la cholinestérase. Nous pensons pouvoir en déduire que *pour qu'un inhibiteur* (A) *empêche un autre* (B) *d'inactiver les cholinestérases, il faut deux conditions : la première, que l'inhibition produite par* (A) *soit rapidement réversible, la deuxième, que* (B) *se combine progressivement avec l'enzyme. Ces deux conditions sont en effet nécessaires pour permettre à la cholinestérase, dans un premier stade, de se dissocier de l'inhibiteur « protecteur », puis, dans un second stade, de se combiner avec l'acétylcholine avant d'être inactivée par l'inhibiteur* (B).

A la faveur de cette hypothèse on peut expliquer pourquoi les ammonium quaternaires étudiés sont efficaces vis-à-vis de l'inhibition provoquée par la prostigmine; les deux conditions énoncées plus haut sont en effet réalisées; c'est ainsi que pour le plus actif d'entre eux, le 2 842 CT, l'inhibition est très réversible, [6] et que, *in vitro*, la prostigmine se combine progressivement avec la cholinestérase [4]. Cette hypothèse permet aussi d'expliquer pourquoi dans une autre série d'expériences on a pu observer que le Flaxedil était efficace vis-à-vis de dérivés analogues à la prostigmine :

Cholinestérase vraie (Source : globules rouges humains).
Anticholinestérasique : Prostigmine, concentration 1.10^{-8}.

Nom.	Concentration.	Inhibition (%) obtenue avec : Protecteur seul.	Anticholinestérasique seul.	Protecteur + inhibiteur.	Protection (%).
1. T. E. A.	1.10^{-3} (*)	0	75	34	54
	1.10^{-4}	0	75	57	24
2. T. M. A.	1.10^{-3} (*)	5	73	61	15
	5.10^{-4}	0	70	63	10
3. Ph. T. M. A.	5.10^{-4}	26	70	40	43
	1.10^{-4}	8	72	44	39
	5.10^{-5}	0	70	55	21
	1.10^{-5}	0	72	61	15
4. 2861 CT.	1.10^{-4}	82	69	66	4
	1.10^{-5}	–	64	33	48
	1.10^{-6}	0	69	28	59
5. 2512 CT.	1.10^{-3}	28	72	52	28
	1.10^{-5}	16	72	68	5
6. 2559 CT (Flaxedil).	1.10^{-3}	25	64	39	39
	1.10^{-4} (*)	10	67	33	51
	5.10^{-5}	3	68	32	53
	1.10^{-5} (*)	6	70	48	32
7. 2842 CT.	5.10^{-7}	36	73	37	49
	1.10^{-7} (*)	12	68	20	72
	1.10^{-8}	0	75	74	0
8. 2858 CT.	1.10^{-3}	51	71	58	18
	1.10^{-4}	10	71	13	81
	5.10^{-5}	–	64	11	83
	1.10^{-6}	0	75	73	0

(*) Moyenne de deux expériences.

1, $(C_2H_5)_4Br$; 2, $(CH_3)_4NI$; 3, $(CH_3)_3NI—C_6H_5$); 4, $(CH_3)_3NI—C_6H_4OH$ (en méta);

5, $C_6H_5OCH_2CH_2NI(C_2H_5)_3$; 6, $C_6H_3(OCH_2CH_2NI(C_2H_5)_3)_3$ 1-2-3; 7 et 8, [benzène]$O(CH_2)_3O$[benzène], $IN(CH_3)_3$ … $N(CH_3)_3$

La chaîne $—O(CH_2)_3O$ est en position méta (7) ou ortho (8) par rapport aux fonctions ammonium quaternaires.

CT, référence des produits du Service de Chimie thérapeutique de l'Institut Pasteur.

Les déterminations ont été effectuées *in vitro* par la méthode de Warburg-Ammon la température durant l'expérience était de 37° et la gazéification était faite avec un mélange de 95 % de N_2, et de 5 % de CO_2. Toutes les dilutions étaient faites dans du bicarbonate à 0,025 M. Les globules sont préparés suivant la méthode habituelle (dilution terminale au 1/36e). Le substrat était l'acétyl β-méthylcholine (concentration terminale 0,03 M). Les calculs sont faits d'après les lectures prises entre les 3e et 13e minutes après le début de la réaction. L'agent protecteur est mis en contact avec la préparation globulaire 15 mn à la température ambiante, la prostigmine étant ajoutée ensuite et le mélange incubé à 37° pendant 1 h avant l'addition du substrat.

l'Esérine et le 3 152 CT (dérivé monocarbamique du 2942 CT) qui se combinent progressivement avec l'acétylcholinestérase (5), (6) mais non vis-à-vis du 2 861 CT, du 2 842 CT et du 3 443 CT. En effet, avec le 2 861 CT, 2 842 CT et le 3 443 CT il ne peut y avoir de protection avec le Flaxedil, la deuxième condition ne se trouvant pas réalisée : le 2 861 CT (7), le 2 842 CT et le 3 443 CT (6) présentant la particularité de se combiner instantanément avec l'enzyme.

On peut conclure de ce travail que toute une série d'ammonium quaternaires sont capables de protéger *in vitro* l'acétylcholinestérase globulaire de l'action inhibitrice de la prostigmine et de dérivés analogues. A l'exception du T. E. A. la protection qu'ils exercent est liée à l'intensité de leur action antiacétylcholinestérasique. Deux conditions nous ont paru essentielles pour qu'un inhibiteur (A) protège un inhibiteur (B), la première que l'inhibition par (A) soit réversible, la seconde que la combinaison de (B) avec l'enzyme soit progressive. La première condition est réalisée avec les ammonium quaternaires que nous avons étudiés : le 2161 CM (8), le Flaxedil (8), le 2842 CT (6), la seconde est réalisée pour les dérivés à fonction uréthane, par contre elle ne l'est pas pour le 2 861 CT, le 2 842 CT et le 3 443 CT qui se combinent instantanément avec l'enzyme, ce qui explique l'absence de protection par ces ammonium quaternaires vis-à-vis de ces inhibiteurs.

(1) F. Depierre et A. Funke, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 267.
(2) C. H. Strauss et A. Goldstein, *J. Gen. Physiol.*, 26, 1943, p. 559.
(3) G. B. Koelle, *J. Pharmacol.*, 88, 1946, p. 232.
(4) M. H. Roepke, *J. Pharmacol.*, 59, 1937, p. 264.
(5) A. Goldstein, *J. Gen. Physiol.*, 27, 1943, p. 529.
(6) J. Jacob, F. Depierre et A. Funke, *Experientia*, 13, 1957, p. 119.
(7) F. Depierre et A. Funke, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1.
(8) Résultats non publiés.

BACTÉRIOLOGIE. — *Sur le pouvoir antizymique du sang humain du cordon et du sang de la mère.* Note de MM. **Raoul Kourilsky**, **Rémy Richou** et **René Piéron**, transmise par M. Gaston Ramon.

C'est G. Ramon (1) qui, le premier, a mis en évidence la propriété antizymique des sérums humains et animaux vis-à-vis de la diastase gélatinolytique de *Bacillus subtilis*.

Au cours de recherches (2), poursuivies depuis plusieurs années, nous avons constaté que les sérums humains, les sérums de cheval, de lapin, de bovin, de cobaye sont également doués de propriétés antizymiques

qui leur permettent d'annihiler l'action gélatinolytique des filtrats de culture du *Proteus*, de *P. æruginosa*, de *Chr. prodigiosum*.

Ayant eu l'occasion de disposer du matériel nécessaire, nous avons fait récemment des dosages comparatifs — dans le sérum provenant du sang humain du cordon, recueilli après l'accouchement et dans le sérum provenant du sang de la mère, prélevé à la fin du travail — du pouvoir antizymique vis-à-vis de la gélatinolysine présente dans les filtrats de culture de *B. subtilis*, du *Proteus* et de *P. æruginosa* (tableau I).

Tableau I.

Sérums utilisés.	Quantité de sérum (en ml) capable de neutraliser 5 unités gélatinolytiques dans les filtrats de				
	B. subtilis nº 165.	*B. subtilis* nº 21.	*P. æruginosa* nº 174.	*Proteus* nº 137.	*Proteus* nº 139.
Mère nº 15	1/3 000 à 1/1 000	1/3 000 à 1/1 000	1/1 000 à 1/ 500	1/1 000 à 1/500	1/3 000 à 1/1 000
Cordon nº 15	1/1 000 à 1/ 500	1/ 500 à 1/ 300	1/ 300 à 1/ 100	1/300 à 1/100	1/1 000 à 1/ 500
Mère nº 17	1/5 000 à 1/3 000	1/3 000 à 1/1 000	1/3 000 à 1/1 000	1/1000 à 1/500	1/5 000 à 1/3 000
Cordon nº 17	1/5 000 à 1/3 000	1/3 000 à 1/1 000	1/3 000 à 1/1 000	1/500 à 1/300	1/5 000 à 1/3 000
Mère nº 19	1/3 000 à 1/1 000	1/3 000 à 1/1 000	1/1 000 à 1/ 500	1/500 à 1/300	1/3 000 à 1/1 000
Cordon nº 19	1/3 000 à 1/1 000	1/3 000 à 1/1 000	1/1 000 à 1/ 500	1/300 à 1/100	1/3 000 à 1/1 000
Mère nº 37	1/3 000 à 1/1 000	1/3 000 à 1/1 000	1/1 000 à 1/ 500	1/500 à 1/300	1/3 000 à 1/1 000
Cordon nº 37	1/3 000 à 1/1 000	1/1 000 à 1/ 500	1/ 500 à 1/ 300	1/300 à 1/100	1/3 000 à 1/1 000
Mère nº 39	1/5 000 à 1/3 000	1/3 000 à 1/1 000	1/3 000 à 1/1 000	1/1 000 à 1/500	1/3 000 à 1/1 000
Cordon nº 39	1/5 000 à 1/3 000	1/3 000 à 1/1 000	1/1 000 à 1/ 500	1/500 à 1/300	1/3 000 à 1/1 000

Nous avons, d'autre part, évalué, vis-à-vis des mêmes filtrats, le pouvoir antigélatinolytique de sérums de nourrissons âgés de 8 à 31 mois (tableau II).

De ces résultats et de nombreuses autres déterminations faites, il résulte que le sérum provenant du sang du cordon et celui provenant du sang de la mère, possèdent, dans l'ensemble, des propriétés antizymiques comparables, qu'on retrouve dans les sérums des nourrissons âgés de 8 à 31 mois.

Ces faits apportent un argument de plus à la thèse soutenue par G. Ramon, que la propriété antizymique des sérums n'est pas due à un

anticorps spécifique, mais relève d'un principe inné, constituant normal des sérums, dont la présence n'est pas subordonnée à l'intervention de l'antigène spécifique et qui n'est pas soumis aux lois de l'immunologie.

TABLEAU II.

Sérums utilisés n°	Age du nourrisson (mois).	Quantité de sérum (en ml) capable de neutraliser 5 unités gélatinolytiques dans les filtrats de				
		B. subtilis n° 165.	*B. subtilis* n° 166.	*P. æruginosa* n° 174.	*Proteus* n° 137.	*Proteus* n° 139.
2	18	1/ 3 000 à 1/ 1 000	1/3 000 à 1/1 000	1/ 500 à 1/ 300	1/ 500 à 1/ 300	1/3 000 à 1/1 000
4	31	1/ 3 000 à 1/ 1 000	1/3 000 à 1/1 000	1/1 000 à 1/ 500	1/ 500 à 1/ 300	1/1 000 à 1/ 500
5	23	1/ 3 000 à 1/ 1 000	1/3 000 à 1/1 000	1/ 500 à 1/ 300	1/ 500 à 1/ 300	1/1 000 à 1/ 500
8	24	1/ 3 000 à 1/ 1 000	1/3 000 à 1/1 000	1/1 000 à 1/ 500	1/1 000 à 1/ 500	1/3 000 à 1/1 000
9	20	1/ 3 000	1/3 000 à 1/1 000	1/3 000 à 1/1 000	1/1 000 à 1/ 500	1/3 000 à 1/1 000
11	18	1/10 000 à 1/ 5 000	1/3 000 à 1/1 000	1/5 000 à 1/3 000	1/1 000 à 1/ 800	1/3 000 à 1/1 000
12	21	+1/10 000 à 1/ 5 000	1/3 000 à 1/1 000	1/3 000 à 1/1 000	1/1 000 à 1/ 800	1/5 000 à 1/3 000
19	8	+1/ 5 000 à 1/ 3 000	1/5 000 à 1/3 000	1/5 000 à 1/3 000	1/1 000 à 1/ 500	1/3 000 à 1/1 000
20	14	+1/ 5 000 à 1/ 3 000	1/3 000 à 1/1 000	1/5 000 à 1/3 000	1/3 000 à 1/1 000	1/5 000
28	18	1/ 5 000 à 1/ 3 000	1/3 000 à 1/1 000	1/3 000 à 1/1 000	1/1 000 à 1/ 500	1/3 000 à 1/1 000

En effet, les véritables anticorps spécifiques (antitoxines diphtérique et staphylococcique, par exemple), acquis naturellement par la mère, sont capables de traverser le placenta et de se retrouver dans le sang du cordon, mais ils disparaissent assez rapidement après la naissance, pour ne réapparaître qu'après un temps plus ou moins long, lorsque l'antitoxine active a été élaborée ([3]). Il en est tout autrement des propriétés antizymiques qui, présentes dans le sérum du nouveau-né, se retrouvent, constamment ensuite chez le même sujet quel que soit son âge.

([1]) G. RAMON, *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 895.

([2]) R. RICHOU, R. KOURILSKY et Mme R. RICHOU, *C. R. Soc. Biol.*, **148**, 1954, p. 828; R. RICHOU et R. KOURILSKY, *Revue d'Immunologie*, **19**, 1955, p. 361.

([3]) Consulter à ce sujet le Mémoire très documenté de G. RAMON, *Bull. Office International des Épizooties*, **45**, 1956, p. 717.

IMMUNOLOGIE. — *Parenté antigénique entre les protéines sériques humaines et les protéines sériques de divers Mammifères.* Note de MM. **Raymond Depieds**, **Jacques Ranque** et Mlle **Andrée Faure**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Les méthodes immunochimiques permettent de souligner les rapports qui existent entre les protéines sériques humaines et les protéines sériques animales.

Nous avons utilisé dans nos recherches la technique classique de l'immunoélectrophorèse décrite par P. Grabar. Le sérum animal était soumis à l'électrophorèse sur gélose puis, par diffusion, le sérum de cheval antisérum humain (sérum équin-antisérum humain de l'Institut Pasteur) entrait en contact avec les divers constituants protéiques du sérum animal étudié.

Nous avons ainsi obtenu des arcs de précipitation de localisation variable selon les différents animaux mais parfaitement fixe pour une même espèce. La réaction était toujours d'intensité moindre que pour les sérums humains normaux utilisés chaque fois comme témoins.

Les arcs de précipitation se localisaient ainsi :

Sérums de chiens. — Un arc au niveau des albumines : l'albumine de chien est légèrement plus rapide que l'albumine sérique humaine et le sommet de l'arc est un peu en avant de celui de l'arc correspondant à l'albumine humaine.

Un arc correspondant aux α_2.

Sérums de cobayes. — Un arc correspondant à l'albumine (l'albumine de cobaye est plus lente que l'albumine de l'Homme).

Un arc situé dans la zone des α-β.

Sérums de lapins. — Un arc discret correspondant aux α_1.

Un arc correspondant aux α_2.

Un arc correspondant aux β_1 de lapin (les β_1 de lapin sont plus rapides que les β_1 de l'Homme).

Un début d'arc très faible correspondant aux β_2 de lapin (les β_2 de lapin ont la même mobilité que les β_1 de l'Homme).

Sérums de vaches. — Un arc à peine visible au niveau des albumines.

Un seul arc, très léger, au niveau des α_1-α_2.

Sérums de chevaux. — Aucun arc n'est apparu.

Conclusions. — Les expériences ont été pratiquées sur dix sérums pour chaque animal : les arcs se sont toujours révélés parfaitement superposables et absolument constants.

Les réactions immunochimiques croisées montrent que dans certaines fractions sériques d'animaux différents il existe des protéines, sinon

identiques à celles de l'Homme, du moins voisines dans une partie de leur molécule.

Les parentés protéiques existent pour les albumines, les globulines α_1, α_2, quelquefois β_1 et même β_2. Nous n'avons pu jusqu'ici établir une pareille parenté pour les γ-globulines.

Des recherches identiques sur d'autres Mammifères, sur des Oiseaux et des Poissons sont en cours.

(*Chaire de Parasitologie, section Immunologie, Faculté de Médecine de Marseille.*)

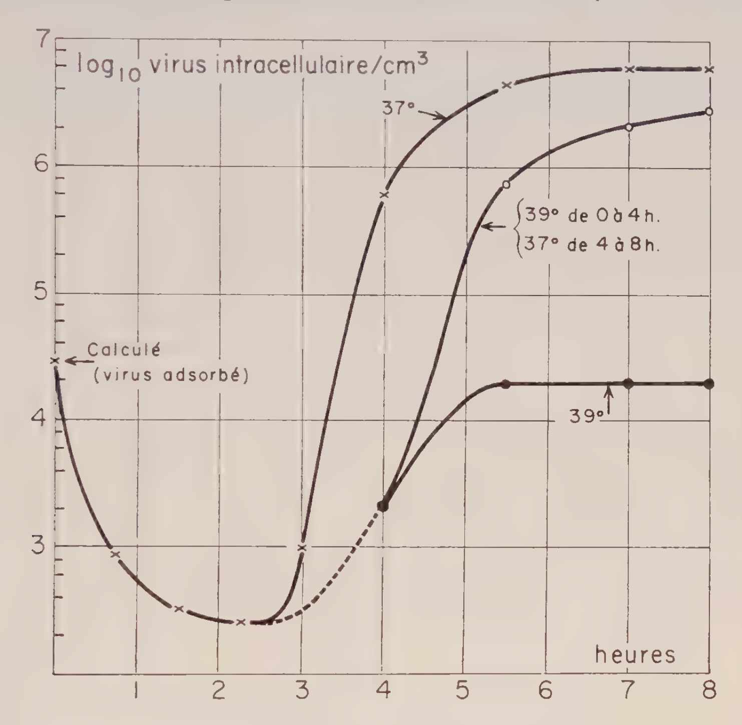
VIROLOGIE. — *L'inhibition du développement du virus poliomyélitique à 39° et le problème du rôle de l'hyperthermie dans l'évolution des infections virales.* Note de M. **André Lwoff** et Mme **Marguerite Lwoff**, présentée par M. René Dujarric de la Rivière.

Le développement du virus de la poliomyélite dans des cellules en culture, « normal » à 37° C, est bloqué à 39°. Ce blocage n'est pas le fait d'une lésion irréversible de la cellule hôte. L'hypothèse est envisagée selon laquelle la fièvre ou une hyperthermie locale pourrait jouer un rôle dans l'évolution de certaines infections à virus.

Le sort d'un animal infecté par un virus dépend de l'interaction de nombreux processus. Des considérations sur lesquelles on ne peut s'étendre font penser que le rôle des anticorps dans la guérison n'est pas toujours déterminant. On peut envisager l'hypothèse que la fièvre, expression la plus constante et symptôme par excellence des maladies infectieuses, pourrait être l'un des facteurs gouvernant le cours de la maladie. Si cette hypothèse correspond à la réalité, une augmentation de température compatible avec la survie cellulaire doit être capable d'empêcher le développement du virus. L'expérience a pu être réalisée sur des cellules en culture grâce à l'aide apportée par la Fondation Nationale pour la paralysie infantile des États-Unis d'Amérique.

Des cellules humaines en culture (souche KB de H. Eagle) sont lavées et centrifugées. Au culot, on ajoute 0,1 ml d'une suspension de virus poliomyélitique (type I, Brunehilde, souche KP 4 de A. Sabin) contenant 4.10^7 particules (unités formant des plages) par millilitre. On agite 4 mn à 37°, on ajoute 15 ml de milieu nutritif, on centrifuge, on prélève un échantillon pour le dosage du virus non adsorbé, on aspire le reste du liquide et l'on remet le culot cellulaire en suspension dans le même milieu. La suspension infectée est répartie en fioles d'Erlenmeyer traitées au « Nalcote », qui seront agitées dans des bains-marie (mouvement circulaire excentré de 80 t/mn). A intervalles choisis, on prélève 1 ml de la suspension

et les cellules, après centrifugation, sont broyées pour le dosage du virus intracellulaire. Celui-ci est effectué par la méthode de Dulbecco-Cooper, la cellule KB étant utilisée comme souche indicatrice. Dans les conditions des expériences, à 37°, les particules infectieuses font leur apparition vers la troisième heure, la plupart étant formées entre 4 h et 5 h 30 mn. La



libération spontanée est lente et, vers la septième heure, le virus libre ne représente que 3 à 5 % du virus intracellulaire. L'étude comparée du développement du virus à 37 et à 39° a fourni des résultats dont nous donnons l'essentiel.

a. Le rendement en virus des cellules maintenues à 39° ± 0,1 dès l'infection varie entre 0,2 et 0,4 % du rendement à 37° arbitrairement considéré comme normal.

b. Dans des cellules infectées maintenues à 39° pendant 4 h, puis transférées à 37°, le virus se développe avec quelque retard et le rendement final est légèrement diminué.

c. Dans des cellules agitées en suspension pendant 24 h à 39° puis infectées, le virus se développe normalement à 37°.

d. Dans des cellules infectées laissées d'abord à 37° pendant 4 h, puis transférées à 39°, la production des particules infectieuses est bloquée quasi immédiatement.

e. Les cellules infectées maintenues à 39° disparaissent progressivement en tant que centres infectieux dont 10 % seulement sont retrouvés

après 6 h. C'est la période vers laquelle, à 37°, les cellules infectées cessent de produire des virus. Tout se passe donc comme si les lésions cellulaires se développaient à 39° malgré le caractère abortif de la phase végétative.

Ainsi, la formation des particules infectieuses, « normale » à 37°, est bloquée à 39°. La cinétique de cette formation dans des cellules laissées à 39° de 0 à 4 h, puis transférées à 37°, laisse prévoir que le blocage porte sur une phase tardive de la phase végétative. Les expériences montrent aussi que le blocage n'est pas dû à une lésion cellulaire irréversible, mais plutôt à quelque perturbation fonctionnelle du système cellule-virus dont la nature reste à définir.

Une dissociation du développement d'un bactériophage et de la croissance de son hôte à une température de 43° a été décrite par S. Luria ([1]). L'influence des températures élevées sur l'évolution des viroses végétales, qu'il s'agisse des symptômes ou de la persistance de l'agent infectieux est bien connu ([2]). La pyrétothérapie a longtemps fait partie de l'arsenal antiinfectieux dans les maladies humaines et son emploi dans le traitement de la poliomyélite expérimentale du singe a été tenté par Jungeblut et Kopeloff ([3]). L'examen des courbes de température révèle cependant que la fièvre n'a été ni assez élevée ni assez prolongée pour que l'insuccès puisse être tenu pour significatif.

Wolf a toutefois réussi à obtenir des infections abortives sous l'effet de traitements hyperthermiques appliqués précocement à des singes infectés par voie intracérébrale.

Une augmentation de température de 2 à 4° C, locale ou générale, n'est pas rare au cours des maladies à virus. Il reste à savoir si l'hyperthermie qui arrête le développement du virus dans une cellule *in vitro* influence également son développement dans d'autres cellules *in vivo* et par là même l'évolution du processus infectieux. Nos expériences montrent seulement que l'hypothèse selon laquelle la fièvre est un des éléments importants de l'évolution de certaines infections à virus vers la guérison, en dépit de son allure simpliste, n'est pas nécessairement fausse. L'hypothèse offre une interprétation de phénomènes restés mystérieux, telle la stérilisation du système nerveux dans certaines encéphalites expérimentales suraiguës mortelles ([4]), où, en raison de la courte durée de la maladie, la disparition du virus ne saurait être imputée à l'action d'anticorps spécifiques.

([1]) *Proc. Indiana Acad. Sc.*, 53, 1944, p. 29.

([2]) Revue in B. Kassanis, *Adv. Vir.*, 4, 1957, p. 221-241.

([3]) *J. Infect. Dis.*, 49, 1931, p. 348-354.

([4]) *Proc. Soc. Exper. Biol. Med.*, 32, 1934-1935, p. 1083-1087.

([5]) E. Gildemeister et K. Herzberg, *Klin. Woch.*, 6, 1927, p. 603; W. Loewenthal, *Ibid.*, p. 1899-1901.

MÉDECINE EXPÉRIMENTALE. — *Une notion nouvelle sur le pouvoir pathogène des Rickettsies, l'influence des substances associées d'origine cellulaire : le « phénomène d'activation »*. Note (*) de M. **Francis Roger** et M[me] **Annie Roger**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Le pouvoir pathogène de *Rickettsia conori* est considérablement augmenté dans le derme du Lapin (jusqu'à 100 fois) en présence de substances originaires de la membrane vitelline de l'œuf. L'activation ainsi observée paraît due à un accroissement de la culture rickettsienne locale.

On sait depuis longtemps que l'inoculation des Rickettsies vivantes dans le derme de lapins à peau suffisamment épaisse provoque la formation de nodules dont le volume est grossièrement proportionnel à la dose utilisée, ce qui rend possible des dosages basés sur la lecture de la dilution limite active des virus inoculés.

Avec cette technique, le titre des suspensions de *R. conori* est particulièrement facile à lire. Aussi avons-nous été frappés, lors de dosages effectués aux dépens de membranes vitellines infectées, par les différences observées entre le titre de suspensions purifiées par centrifugation différentielle et celui de suspensions brutes, obtenues par une simple centrifugation lente ([1]).

Les suspensions brutes se révélaient, en effet, 100 fois plus actives que les suspensions purifiées.

Nous avons, évidemment, recherché les causes de la virulence amoindrie des suspensions purifiées et nous avons constaté qu'elle ne pouvait s'expliquer par l'élimination du liquide surnageant obtenu par centrifugation rapide : celui-ci, qui ne contient d'ailleurs aucune Rickettsie visible est, en effet tout à fait incapable de provoquer à lui seul le moindre phénomène réactionnel dermique.

Il ne s'agit pas, non plus, d'une inactivation des Rickettsies au cours de la centrifugation, car le titre obtenu est identique avant et après centrifugation, si l'on prend soin de remettre les Rickettsies en suspension dans le liquide surnageant de la centrifugation terminale.

S'agissait-il alors d'une inactivation des Rickettsies purifiées au contact de l'eau physiologique utilisée pour remettre le culot rickettsien en suspension ? Pas davantage, puisque le simple mélange de la suspension rickettsienne purifiée et du liquide surnageant de centrifugation rapide restaurait aussitôt, dans son intégrité, le pouvoir pathogène des micro-organismes. Le phénomène observé correspondait, par conséquent, à une véritable « activation » des Rickettsies par des substances « solubles » (ou, au moins, incapables de sédimenter en 30 mn à 10 000 g) et provenant, soit de la

membrane vitelline elle-même, soit des Rickettsies qui y avaient été cultivées.

C'est l'origine non spécifique des facteurs en cause qui nous a aussitôt été révélée car les Rickettsies purifiées recouvrent la totalité de leur pouvoir pathogène par addition d'un extrait de membrane vitelline normale, préparé dans les mêmes conditions que le surnageant de centrifugation des membranes vitellines infectées. Ainsi avons-nous été finalement conduits à admettre « l'activation » des Rickettsies par des extraits tissulaires « solubles ».

Discussion. — 1° *Individualité des faits observés.* — En 1954, Bovarnick et Allen signalaient un « phénomène de réactivation » dont on pourrait, à première vue, penser qu'il ressemble assez au « phénomène d'activation » que nous venons de rapporter.

Cependant, la réactivation de Bovarnick et Allen est un phénomène biologique entièrement distinct : elle porte sur des Rickettsies préalablement inactivées et elle ne s'effectue complètement qu'en 3 h à 33° C. L'activation que nous avons constatée s'observe, au contraire, avec des Rickettsies qui n'ont pas été inactivées et dont l'activité se trouve immédiatement accrue par la simple addition d'un extrait tissulaire.

2° *Intérêt et signification du phénomène d'activation.* — *L'intérêt pratique* du phénomène est évident. On peut, en effet, concevoir les erreurs de dosage qui peuvent résulter de la détermination du titre des seules suspensions rickettsiennes purifiées, mais on peut aussi se rendre compte facilement de l'importance toute particulière des substances associées lors des tentatives d'isolement des souches rickettsiennes au laboratoire.

L'intérêt théorique du phénomène d'activation ne le cède en rien à son intérêt pratique. Nous avons ainsi une nouvelle preuve de l'interdépendance « Rickettsies-cellules »; on savait déjà que la multiplication des Rickettsies était impossible en l'absence de cellules vivantes; on sait aujourd'hui que des substances provenant des cellules détruites contribuent aussi à l'extériorisation du pouvoir pathogène des éléments virulents. Peut-être ce fait nous aidera-t-il à mieux comprendre certaines particularités du comportement des Rickettsies dans la nature comme le phénomène d'activation de Spencer et Parker (activation des Rickettsies chez la Tique après un repas infectant), la résurgence des souches rickettsiennes à l'occasion de traumatismes ou d'infections intercurrentes (maladie de Brill) et la signification des lésions locales causées par les Arthropodes dans le mécanisme de la contamination, etc.

3° *Mécanisme de l'activation.* — Les nodules de la boutonneuse paraissent provoqués par la multiplication des Rickettsies au point d'inoculation et l'on ne peut invoquer à leur origine un phénomène de toxicité. En effet,

leurs caractères évolutifs sont opposables point par point à ceux des phénomènes toxiques rickettsiens : alors que les nodules se constituent lentement (n'atteignant leur maximum qu'au huitième jour) et s'observent encore avec des dilutions rickettsiennes relativement élevées (10^{-6} par exemple); les phénomènes toxiques sont, au contraire, précoces (24-48e heure) et consécutifs à l'utilisation de quantités massives de virus.

En outre, après coloration au Macchiavello ou au Wright, les frottis de la partie centrale nécrosée des nodules, effectués à partir du quatrième jour, mettent directement en évidence les Rickettsies en culture, soit à l'état libre, soit à l'intérieur des cellules macrophagiques.

L'accroissement du pouvoir pathogène dermique de *R. conori* en présence d'extraits tissulaires nous paraît donc s'expliquer par une augmentation considérable de la culture rickettsienne locale.

(*) Séancs du 23 décembre 1957.

(1) Les « suspensions brutes » sont préparées par broyage au broyeur à bille d'acier (1 mn, billes de 5,7 mm) en présence d'eau physiologique (10 ml/1 membrane : 10^{-1}) puis centrifugation lente à 1 000 g pendant 10 mn : le culot cellulaire et la couche graisseuse superficielle étant systématiquement éliminés.

Les « suspensions purifiées » résultent d'une centrifugation double : une centrifugation lente identique à celle des suspensions brutes et une centrifugation rapide de 30 mn à 10 000 g qui sédimente les Rickettsies. Le culot rickettsien terminal est alors remis en suspension au volume originel avec de l'eau physiologique ordinaire.

La séance est levée à 15 h 50 m.

R. C.

ERRATA.

(*Comptes rendus* du 18 novembre 1957.)

Note présentée le 13 novembre 1957, de MM. *François Salmon-Legagneur* et *Claude Bobin*, L'acide α.α-dipara-anisylsuccinique :

Page 1811, 17e ligne, *au lieu de* Le nitrile diphénylanisylacétique de F 154°, *lire* Le nitrile dipara-anisylacétique de F 154°.

(*Comptes rendus* du 16 décembre 1957.)

Note présentée le 4 décembre 1957, de MM. *Jean Rigaudy* et *Georges Cauquis*, Oxydation des arylamino-9 phényl-10 anthracènes. Radicaux mésomères intermédiaires :

Page 2319, 8e ligne, *au lieu de* $C_6H_5COC^{\bullet}$, *lire* $C_6H_5COO^{\bullet}$.
» » , 11e ligne, *au lieu de* $Y = OCOO_6H_5$, *lire* $Y = OCOC_6H_5$.
» 2320, 14e ligne, *au lieu de* VII*d*, *lire* VI*d*.
» » , 19e ligne, *au lieu de* VI, *lire* VII.